

UNIVERSIDAD CARLOS III DE MADRID



Escuela Politécnica Superior

ANÁLISIS DE ESTABILIDAD EN CHORROS LIGEROS MEDIANTE SIMULACIÓN NUMÉRICA

Proyecto fin de carrera

Autor

Diego Gea Mena

Tutor

Wilfried Coenen

DEPARTAMENTO DE INGENIERÍA TÉRMICA Y DE FLUIDOS

Leganés, Mayo 2012

Agradecimientos

En la que espero que no sea la única huella que dejo en mi paso por la universidad, me gustaría reflejar unas palabras de agradecimiento para todas las personas que han formado parte de mi vida durante estos años. No sólo a las personas relacionadas con mi carrera, si no a todas aquellas que han aportado, en mayor o menor medida, algo para que yo consiga finalizar mis estudios. Pero sobre todo por hacer de mi una persona que valora tanto la vida, y mi entorno.

En primer lugar a mi familia y a mis padres, incansables, que después de tanto tiempo pienso la cantidad de cosas que pasan por alto, sin contar los suspensos. Gracias

Por otro lado a todos los compañeros que he conocido en la universidad, que incluso en épocas de exámenes y tensiones, he pasado unos años divertidísimos con vosotros, sobre todo a los amigos que he hecho y que espero no dejar de tener el contacto nunca. Gracias

Se merecen un apartado especial otras dos personas: Jesus García, compañero y amigo de proyecto, y a Wilfried Coenen, mi tutor y supervisor. Gracias a los dos por finalizar mi carrera con vosotros, sois unas personas geniales y os estaré agradecido toda mi vida. Por vuestra amistad, dedicación, y simpatía.

Resumen

Nuestro análisis consiste en estudiar las inestabilidades producidas en chorros laminares de baja densidad mediante el código comercial Ansys FLUENT.

El chorro a estudiar es un chorro de aire a alta temperatura que se descarga sobre una atmósfera de aire en reposo mediante un inyector circular.

Las inestabilidades se producen cuando el valor de la relación de densidades entre el chorro y el ambiente es menor a un determinado valor crítico. Como consecuencia, se originan vórtices a la salida del inyector, y éstos pueden adoptar un comportamiento periódico según los parámetros que gobiernan cada caso. El estudio de estos vórtices formará parte del pliego del proyecto.

Los parámetros que determinan el flujo son: el número de Reynolds, la relación de densidades y el espesor de cantidad de movimiento del perfil de velocidades en la salida del inyector. Según éstas variables podremos observar comportamientos distintos en el flujo, y éstos los delimitaremos con una “curva de transición” para su comparación con otros experimentos y resultados anteriores.

El proyecto es un complemento y evolución de dos anteriores, uno de ellos realizado por Isabel Llorente Rubio, una mezcla binaria de He y Aire, que se descarga en un recinto con un perfil de velocidades constante, y un segundo que se realizó a la par con el mío, el de Jesús García, una evolución más real del primero, la misma mezcla pero descargada a través de un inyector. El proyecto comparte la misma estructura que ambos, con el objetivo de realizar una comparación más clara y sencilla, uno de los objetivos de éste proyecto.

Índice

Agradecimientos	i
Resumen	ii
1 Introducción	1
1.1 Aspectos generales	1
1.2 Motivación	3
1.3 Objetivos	3
2 Marco teórico	4
2.1 Literatura y teoría previa	4
2.2 Teoría lineal de estabilidad	7
2.2 Características y parámetros del chorro	11
3 Mallado, implementación y post-proceso	15
3.1 Introducción	15
3.2 Características generales de la malla. GAMBIT	15
3.3 Implementación en FLUENT	18
3.4 Análisis en MATLAB	24
4 Resultados	28
4.1 Características generales y casos	28
4.2 Análisis de resultados	40
4.2.1 Curvas de transición	40
4.2.2 Números de Strouhal y apareamiento de vórtices	44
5 Conclusiones	50
5.1 Conclusiones generales	50
5.2 Líneas futuras de investigación	51
6 APÉNDICE	52
A Pruebas complementarias	52
B Archivos auxiliares “.c” y “.jou	56
7 Bibliografía	59

1. Introducción

1.1. Aspectos generales

Dentro de los flujos libres, podemos encontrar chorros que se descargan al ambiente a través de tubos o inyectores. El estudio de los chorros han ido adquiriendo importancia a medida que ha aumentado el interés por las aplicaciones industriales en cámaras de combustión, en reactores químicos, inyección, propulsión, o mezclado. Como consecuencia del crecimiento de las perturbaciones en la capa de cortadura, se pueden formar unas estructuras aguas abajo del fluido denominadas vórtices que merecen estudio.

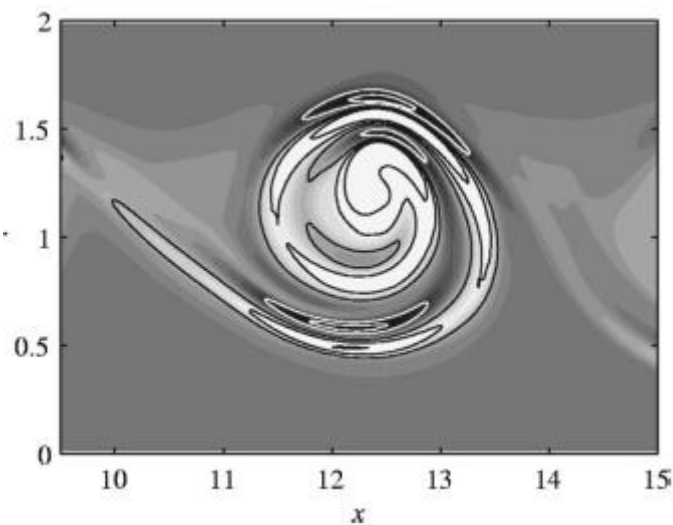


Imagen 1.1: Esquema de un vórtice (Lesshafft, Huerre & Sagaut, 2007)

En función de variables que comentaremos repetidamente en el resto del pliego, el chorro se puede comportar de una manera u otra. La variable más determinante es la relación de densidades entre el ambiente y el chorro, si ésta se encuentra por encima de un valor crítico, se comportará como un fluido estacionario, en cambio, si el valor la relación de densidades es menor a dicho valor critico, el chorro presenta diferentes tipos de comportamiento, presentando oscilaciones sincronizadas antes de la zona turbulenta, que está situada suficientemente lejos de la zona de descarga. Las oscilaciones observadas pueden ser autoexcitadas en todo el campo fluido:

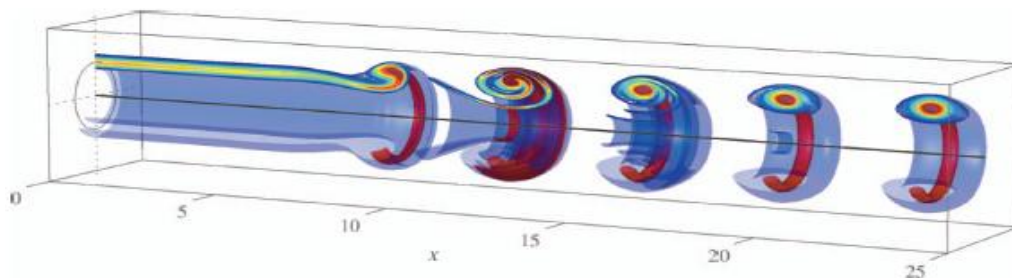


Imagen 1.2: (Lesshafft, Huerre & Sagaut, 2007)

o pueden formarse de un modo más caótico, amplificándose el ruido a medida que nos movemos aguas abajo, formando así una vorticidad desordenada:

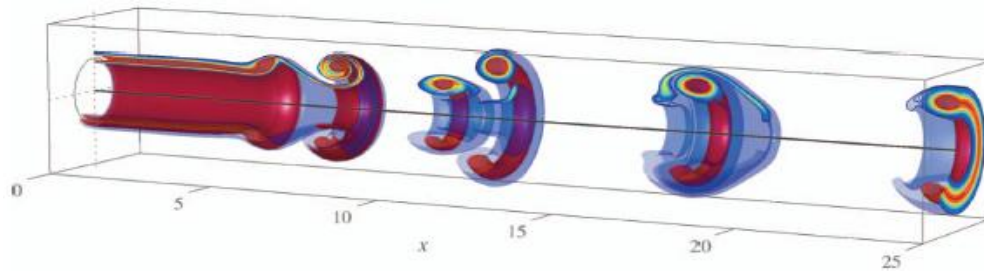


Imagen 1.3: (Lesshafft, Huerre & Sagaut, 2007)

Instability and breakdown of a round variable-density jet

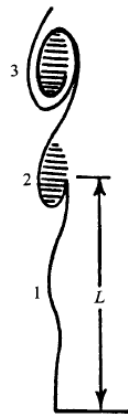
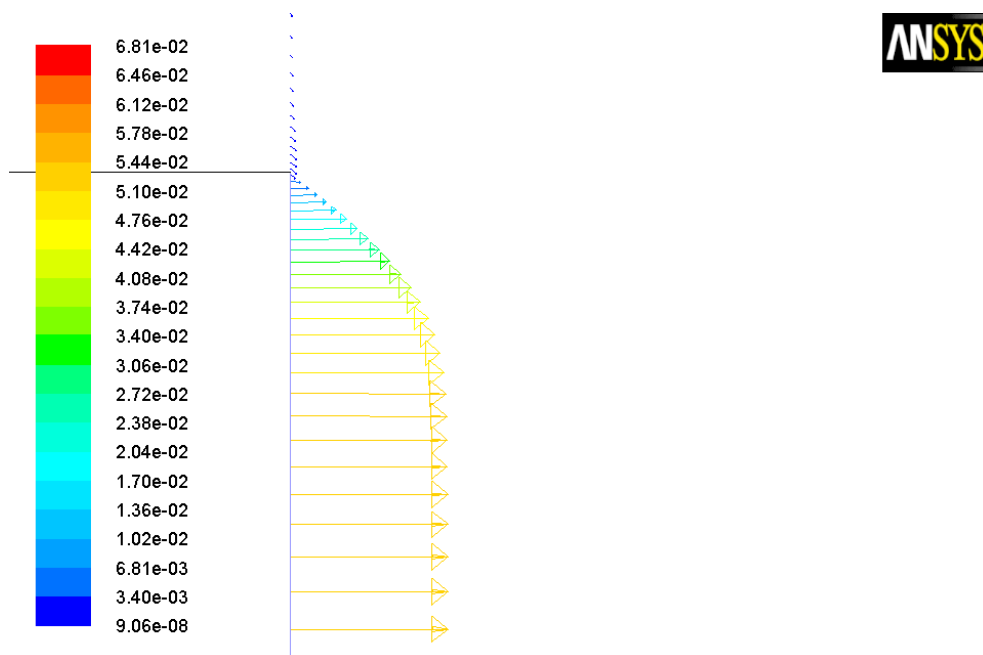


FIGURE 7. Typical pattern of disturbance evolution (after Becker & Massaro 1968).

Imagen 1.4: Sección longitudinal de chorro con vórtices

Podemos establecer un criterio que relacione el comportamiento oscilatorio del chorro y la estabilidad o inestabilidad del chorro. Así pues, cuando el chorro oscila de manera sincronizada, diremos que las oscilaciones son absolutamente inestables, cuando oscile de manera desordenada, serán convectivamente inestables, y cuando no se observen oscilaciones aparentes, diremos que el chorro será estable.

Como hemos comentado anteriormente, éstos comportamientos dependen de tres variables determinantes, la relación de densidades entre el chorro y el ambiente, el número de Reynolds, y el espesor de cantidad de movimiento. En concreto éste espesor de cantidad de movimiento vendrá impuesto en el perfil de salida de la tobera.



Velocity Vectors Colored By Velocity Magnitude (m/s) (Time=2.0000e+04) May 10, 2012
ANSYS FLUENT 12.1 (axi, dp, pbns, lam, transient)

Imagen 1.5: Perfil ejemplo de velocidades a la salida del inyector. $Re_{200} S=0,16$ Autoescale=5

1.2. Motivación del proyecto

Este proyecto trata de comparar los resultados obtenidos con los que Jesús García ha realizado en su análisis del chorro ligero mediante una mezcla binaria, y anteriormente con los de Isabel Llorente. A lo largo del mismo, iremos mencionando aspectos que se consideren relevantes para su correcta comparación.

Además, comprobar si para nuestro caso de chorro “caliente”, el código comercial ANSYS FLUENT es capaz de mostrar las características de las inestabilidades producidas en chorros de baja densidad calientes.

1.3. Objetivos

Los objetivos principales de este proyecto son,

- Encontrar las curvas de transición entre los diferentes comportamientos de este tipo de chorros.
- Estudiar la dinámica de chorros inestables con el fin de observar comportamientos en los que se aprecie el apareamiento de vórtices.
- Comparar los resultados con los obtenidos para una mezcla binaria con el mismo perfil de salida de la tobera.
- Comprobar que los valores de los números de Strouhal obtenidos en el comportamiento absolutamente inestable se corresponden de forma aproximada con los valores analizados en la teoría y experimentos.

2. Marco teórico

2.1. Literatura y teoría previa

Dos características que son importantes para el estudio de la estabilidad desde un punto de vista teórico son:

- Si el chorro es abierto o cerrado. Ésto es, si las partículas entran y salen del dominio sin ser recicladas o pueden hacerlo continuamente.
- Las capa de cortadura que se crean en la zona de contacto entre los dos fludos.

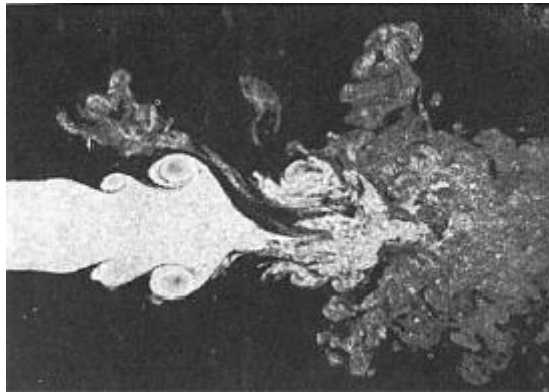


Imagen 2.1: Flujo libre cerrado. KyleSreenivasan (1993)

Debido a las numerosas aplicaciones, tales como combustión o mezclado, cobra especial importancia el caso particular de un chorro que descarga al ambiente mediante inyector, tubo o tobera.

Apoyándose en la teoría de la estabilidad temporal, según la cual las perturbaciones están definidas por un número de onda real k que evoluciona en el tiempo con una frecuencia compleja ω desconocida, que se puede amplificar o atenuar, se han desarrollado numerosos trabajos para determinar las situaciones en las que el flujo se comporta de manera ordenada o caótica.

Debido a los estudios de Michalke(1965), se descubrió que un análisis espacial, en lugar de temporal, resultaba mucho más adecuado y proporcionaba resultados más seguros. Así, las perturbaciones quedaban definidas al contrario que la teoría temporal: un número de onda complejo k y una frecuencia real ω . En su estudio, se descubrieron unas ondas inestables que se formaban a raíz de pequeñas perturbaciones en el flujo y que evolucionaban con el espacio y el tiempo, lo que ahora llamamos vórtices. .

Gaster 1968; Huerre & Monkewitz, (1985) estudió la posibilidad de realizar un análisis espacio-temporal, en dicho análisis, las ondas de inestabilidad pueden tanto crecer como decrecer en el tiempo y en el espacio, es decir, tanto el número de onda k como la frecuencia ω pasaban a ser complejos.

Gaster, tuvo que definir un sistema de referencia para poder explicar con precisión las posibles situaciones del flujo: un observador moviéndose a lo largo del flujo, con él y que puede ver cómo evolucionan las ondas inestables. Con esto planteó dos posibles visiones. En una de ellas, la perturbación vista por el observador moviéndose a lo largo del flujo, se amortiguaba para todas las velocidades, y en la otra, la perturbación crece para al menos alguna velocidad. Éste fue el razonamiento inicial que hizo diferenciar la estabilidad de la inestabilidad para flujos de cortadura.

Dentro de lo que Gaster nos hizo entender por inestabilidad, se observaban dos tipos de comportamientos, si las perturbaciones crecen en el tiempo mientras el sistema de referencia se encuentra fijo, es decir, crecen más en t que en x , la inestabilidad se considera absoluta. Esto quiere decir que las perturbaciones crecen más rápido de lo que avanzan. Por el contrario si las perturbaciones crecen a un ritmo mayor al ritmo de crecimiento en la fuente, es decir, crecen más en x que en t , el flujo es convectivamente inestable.

En las situaciones en las que el flujo era estable, Gaster (1962) mostró que los análisis temporales y espaciales estaban estrictamente relacionados, mientras que en las situaciones en las que el flujo era inestable esto no ocurría y debían tratarse por separado. Esto último ocurría sobre todo en flujos de cortadura libres con altos números de Reynolds.

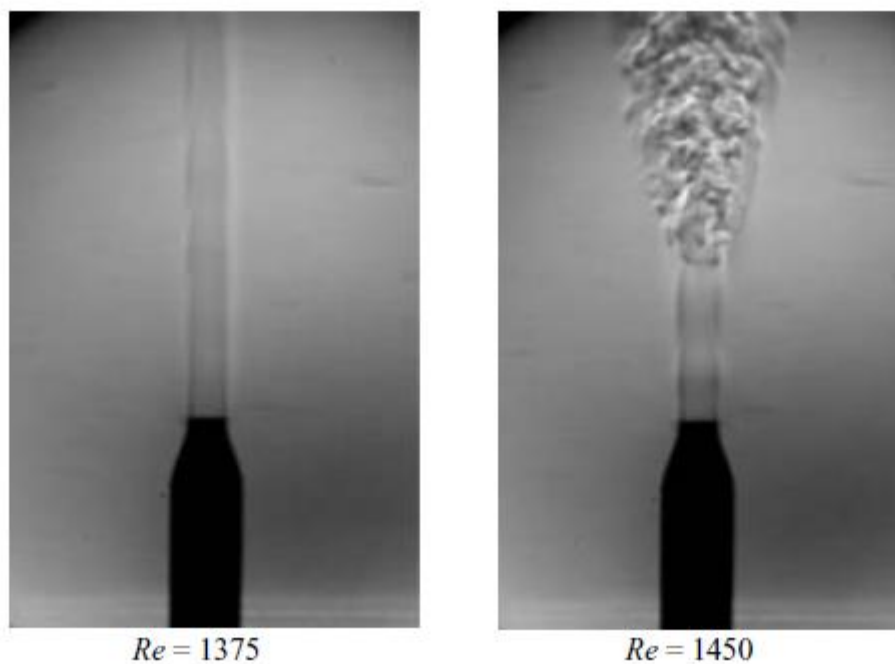


Imagen 2.2: Flujo para un caso estable (izquierda) y para uno inestable (derecha) (Hallberg & Strykowski, 2006)

Algunos de estos flujos abiertos presentan modos de inestabilidad global que tienen una sincronización especial, lo que les hace comportarse como osciladores. Un ejemplo de este tipo de flujos son los chorros de baja densidad.

Uno de los precursores en el estudio de éste tipo de chorros, Michalke (1970) profundizó en la teoría espacial, dándose cuenta de que fallaba y aparecían

características de estabilidad distintas cuando la relación de densidades entre el chorro y el ambiente era menor a un cierto valor crítico.

Huerre & Monkewitz (1985) dieron un paso más en éste estudio, y decidieron asociar ese fallo a una zona de transición de las inestabilidades que comprendía dos regiones, convectiva y absoluta

Para describir esta transición de inestabilidades entre convectiva y absoluta era necesario por tanto un análisis espacio-temporal. Entonces, se realizaron estudios con el objetivo de encontrar la relación de densidades crítica según la cual la teoría de la estabilidad espacial fallaba. Se encontró que dicho valor crítico de la relación de densidades se correspondía con $S \approx 0.66$. Ahora, por tanto, ganaban en importancia parámetros tales como el número de Reynolds, el número de Mach, el número de Richardson y la presencia de coflujos o contraflujos.

Por otro lado, Kyle & Sreenivasan (1993), aportaron información relevante en el estudio de éstas inestabilidades. Observaron que en chorros axilsimétricos de mezclas de He-Air se producían los dos tipos de inestabilidades anteriormente mencionadas en la zona cercana al inyector cuando la relación de densidad entre chorro y ambiente era inferior a $S = 0.6$, generándose una intensa inestabilidad.

Kyle & Sreenivasan analizaron la llamada función de densidad espectral de potencia de las oscilaciones de velocidad en puntos repartidos a lo largo del flujo, y se dieron cuenta de la existencia picos de frecuencia de diferente magnitud en la que especialmente uno destacaba sobre el resto, el cual se correspondía con la formación periódica de vórtices. Además, cuando éstos avanzaban, iban mezclándose unos con otros produciéndose el apareamiento de los mismos, con lo que el valor de la frecuencia disminuía hasta la mitad de su valor, justo el valor correspondiente a un subarmónico que se apreciaba en la función de densidad espectral.

A continuación, mostramos un ejemplo de la densidad espectral de potencia de un chorro de helio descargando en aire con una relación de densidades de $S=0.14$. Podemos observar su mayor pico de frecuencia f_0 , su subarmónico $\frac{1}{2} f_0$ y varios armónicos. Los datos fueron tomados 1.33 diámetros aguas abajo de la salida del inyector en la línea central del chorro (Sreenivasan, 1989).

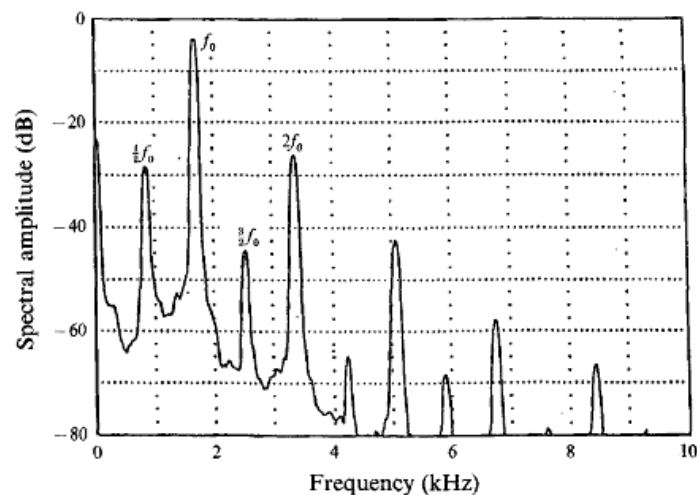


Imagen 2.3: Densidad espectral de potencia

2.2. Teoría lineal de estabilidad.

A continuación, realizamos una explicación matemática de los conceptos de inestabilidad mencionados. Es de resaltar que éstos no se han usado para el cálculo riguroso durante la simulación, pero sirve como referencia y base teórico-matemática del problema.

Para estudiar la inestabilidad, es suficiente con determinar la función de Green $G(x, t)$ en espacio y tiempo de las ecuaciones linealizadas que caracterizan el flujo en el medio considerado. Se define dicha función de Green como la respuesta al impulso del flujo definido por,

$$G(x, t) = \frac{\delta(x)\delta(t)}{D[k, \omega; R]}$$

Donde k representa el número de onda, ω la frecuencia, R todos los parámetros que controlan el flujo (Re, S, θ, Pr, \dots), δ la función delta Dirac y $D[k, \omega; R]$ la relación de dispersión. Esta relación de dispersión es equivalente en el espacio espectral al operador diferencial $D\left[-i\frac{\partial}{\partial x}, i\frac{\partial}{\partial t}; R\right]$ en el espacio físico.

El flujo es linealmente estable si,

$$\lim_{t \rightarrow \infty} G(x, t) = 0 \text{ con todos los } \frac{x}{t} = \text{constantes}$$

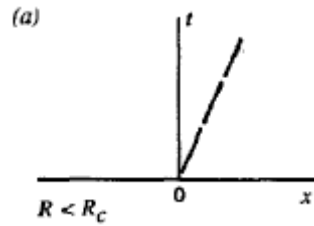


Imagen 2.4: Evolución espacio-temporal de un flujo estable (Huerre & Monkewitz, 1990)

y linealmente inestable si,

$$\lim_{t \rightarrow \infty} G(x, t) = \infty \text{ con al menos un } \frac{x}{t} = \text{constante}$$

El flujo es convectivamente inestable cuando se produce el fenómeno de la advección desde la fuente como respuesta al impulso,

$$\lim_{t \rightarrow \infty} G(x, t) = 0 \text{ con todos los } \frac{x}{t} = 0$$

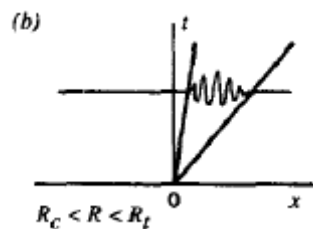


Imagen 2.5: Evolución espacio-temporal de un flujo convectivamente inestable (Huerre & Monkewitz, 1990)

En este tipo de flujos las perturbaciones pueden crecer y propagarse únicamente aguas abajo de su origen, por lo que finalmente éstas acaban por atenuarse. Estos flujos se comportan como amplificadores de ruido.

El flujo es absolutamente inestable cuando su respuesta al impulso crece en la fuente y contamina gradualmente a todo el medio.

$$\lim_{t \rightarrow \infty} G(x, t) = \infty \text{ con todos los } x/t = 0$$

En este tipo de flujos las perturbaciones pueden crecer y propagarse tanto aguas arriba como aguas debajo de su origen, por ello se comportan como osciladores y no como amplificadores del ruido, moviéndose a una determinada frecuencia intrínseca que prevalece frente a otras forzadas desde el exterior.

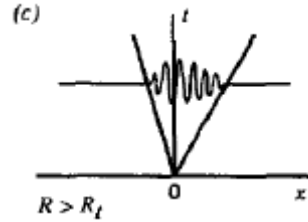


Imagen 2.6: Evolución espacio-temporal de un flujo absolutamente inestable (Huerre & Monkewitz, 1990)

Modos de inestabilidad espaciales y temporales

Cuando una frecuencia compleja $\omega = \omega_r + i\omega_i$ es determinada como una función de un número de onda real k , se habla de modos temporales $\omega(k; R)$ mientras que en la situación contraria se habla de modos espaciales $k(\omega; R)$.

La función de Green puede expresarse como una transformada de Fourier tanto para modos temporales como para modos espaciales. Por lo tanto, la transformada de Fourier de la función de Green en el espacio se define como,

$$G(k, t) = \int_{-\infty}^{+\infty} G(x, t) e^{-ikx} dx$$

mientras que la transformada de Fourier en el tiempo se define como,

$$G(x, \omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} G(x, t) e^{i\omega t} dt$$

Por otro lado, la inversa de la transformada de Fourier de las ecuaciones anteriores se define tal que,

$$G(k, t) = \frac{1}{2\pi} \int_{L_\omega} \frac{e^{-i\omega t}}{D[k, \omega; R]} d\omega$$

$$G(x, \omega) = \frac{1}{2\pi} \int_{F_k} \frac{e^{ikx}}{D[k, \omega; R]} dk$$

Por lo tanto, la función de Green expresada como una superposición de Fourier de los modos temporales y espaciales queda de la forma,

$$G(x, t) = \frac{1}{(2\pi)^2} \int_{L_\omega} \int_{F_k} \frac{e^{i(kx - \omega t)}}{D[k, \omega; R]} dk d\omega$$

donde L_ω es un recorrido en el plano complejo de ω y F_k es un recorrido en el plano complejo de k . Para realizar todo el análisis anterior, se ha tenido en cuenta que la ecuación de Green en un espacio de Fourier se convierte en una ecuación algebraica de la forma,

$$G(x, t) = \frac{\delta(x)\delta(t)}{D[k, \omega; R]} \xleftrightarrow{\text{Fourier}} G(k, \omega) = \frac{1}{D[k, \omega; R]}$$

Los modos temporales se obtienen resolviendo la ecuación $D[k, \omega; R] = 0$ para las frecuencias complejas $\omega = \omega_r + i\omega_i$ que son función de un número de onda real k . Si existe un número de onda real k para el cual $\omega_i > 0$, el flujo es linealmente inestable, mientras que si existe un número de onda real k para el cual $\omega_i < 0$ el flujo es linealmente estable.

Análogamente, los modos espaciales se obtienen resolviendo la ecuación $D[k, \omega; R] = 0$ para los números de onda complejos $k = k_r + ik_i$ que son función de una frecuencia real ω . Si existe una frecuencia real ω para la cual $k_i < 0$, el flujo es linealmente inestable, mientras que si existe una frecuencia ω para la cual $k_i > 0$ el flujo es linealmente estable.

Relación entre las inestabilidades locales y globales

Los conceptos de inestabilidad absoluta y convectiva son conceptos locales. En el desarrollo espacial de flujos de cortadura, los conceptos de inestabilidad local convectiva o absoluta son función de la coordenada x en la dirección de la corriente. En particular, un modo de inestabilidad autoexcitado global puede desencadenarse en el flujo por una región de inestabilidad absoluta. Sin embargo, si el desarrollo espacial del flujo es suficientemente lento, surge una relación cercana entre la distribución de las propiedades de la inestabilidad local y la estabilidad global del flujo a tratar (Huerre & Monkewitz, 1990; Chomaz, 2005). Esto justifica el uso de la teoría de la estabilidad local para explicar el desarrollo espacial de los osciladores autoexcitados en flujos de cortadura abiertos. Con ello, se consigue evitar la complejidad computacional en el caso de que se realizase un análisis de estabilidad lineal global.

Por lo tanto, si el desarrollo espacial del flujo es lo suficientemente lento comparado con una longitud de onda típica de una inestabilidad, se puede demostrar que existe una relación entre la inestabilidad global del flujo y la evolución de las características de la inestabilidad local a lo largo de la dirección de la corriente en la

coordenada x (Huerre & Monkewitz, 1990.) Esta evolución espacial puede caracterizarse mediante una escala de longitud L definida como

$$\frac{1}{L} \sim \frac{1}{\theta} \frac{d\theta}{dx}$$

donde θ es el espesor de cantidad de movimiento local. La conexión entre la inestabilidad local y global se produce cuando

$$\frac{\lambda}{L} \ll 1$$

donde λ es una longitud de onda típica de una inestabilidad.

Se pueden clasificar el desarrollo de los flujos de cortadura en cuatro categorías dependiendo de la distribución de la inestabilidad local en la dirección de la corriente. Si $\omega_{i,max}(x) < 0$, el flujo es uniforme y localmente estable mientras que si $\omega_{i,max}(x) > 0$, el flujo global es localmente inestable. Por otro lado, si se analiza un factor de crecimiento absoluto $\omega_{0,i}$, que caracteriza el crecimiento asintótico de las perturbaciones en un sistema de referencia fijo, se pueden distinguir los dos tipos de inestabilidades que se producen en el flujo. Por tanto si el flujo es inestable, es decir, $\omega_{i,max}(x) > 0$ y además $\omega_{0,i} < 0$, entonces se habla de una inestabilidad localmente convectiva, mientras que si $\omega_{0,i} > 0$ se habla de una inestabilidad localmente absoluta. Si $\omega_{0,i} \gtrsim 0$, el flujo se considera casi absolutamente inestable.

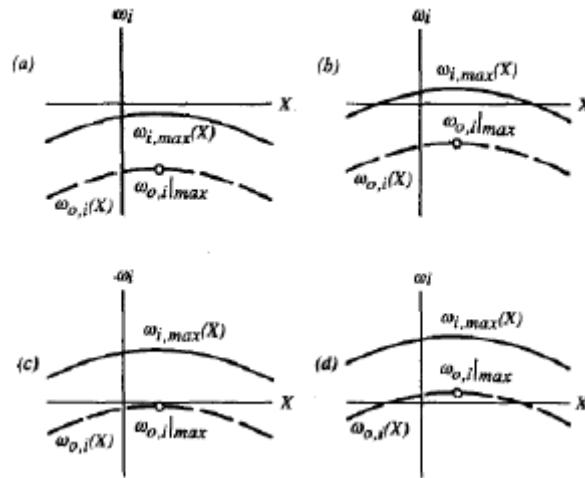


Imagen 2.7: flujos de cortadura desarrollados espacialmente acorde a la distribución de la inestabilidad local en la dirección de la corriente. (a) uniforme y localmente estable; (b) local y convectivamente inestable; (c) casi absolutamente inestable, (d) absolutamente inestable. (Huerre & Monkewitz, 1990)

2.3. Características y parámetros del chorro.

Como se ha explicado anteriormente, cuando un chorro entra en contacto con otro medio se producen pequeñas perturbaciones que se amplifican aguas abajo de la corriente, generando inestabilidades en el flujo. Éste fenómeno se da únicamente en un determinado tipo de chorros, concretamente para chorros en los que la relación de densidades entre chorro y ambiente es suficientemente pequeña. Además, pueden presentar oscilaciones autoexcitadas sincronizadas, que dan lugar a la creación y propagación de vórtices con una frecuencia y periodicidad determinada. Para obtener chorros de baja densidad en los que la relación de densidades con el ambiente sea suficientemente pequeña para que se produzcan estas inestabilidades, se tienen dos opciones. La primera de ellas es la de usar chorros de aire caliente a mayor temperatura que el ambiente, por lo que la relación de densidades viene determinada por un cociente de temperaturas $S = T_{\infty}/T_j$. La segunda opción es mediante mezcla, en la que la relación de densidades viene determinada por un cociente de densidades $S = \rho_j/\rho_{\infty}$.

En nuestro proyecto, estudiamos los chorros laminares de baja densidad, producida por el aumento de Temperatura de aire convencional descargado sobre una atmósfera de aire en reposo mediante un inyector circular de radio unidad.

A continuación se detallan las consideraciones que se han tomado para la resolución del citado problema:

- El problema es axisimetrico, a resolver en los ejes “x” e “y”.
- No se ha considerado la gravedad por lo que los efectos de flotabilidad son despreciables. Esto se corresponde con números de Richardson pequeños $Ri = \frac{(\rho_{\infty} - \rho_j)ga}{\rho_j U^2} \ll 1$. Con esto se irán algunos términos en la ecuación de energía.
- El flujo se considera incompresible, lo que corresponde con un número de Mach muy pequeño.
- La densidad del chorro en comparación con la del ambiente es menor, moviéndose en un rango de valores que depende de la relación de densidades S entre el propio chorro y el ambiente.
- Los parámetros utilizados para definir las características del chorro se corresponden con el subíndice “j” en alusión a la traducción de la palabra chorro al ingles “jet”.
- Los parámetros utilizados para definir las características del ambiente se corresponden con el subíndice “ ∞ ” en alusión a la nomenclatura empleada en el departamento de fluidomecánica.
- U_j , hace referencia al valor de la velocidad máxima de descarga del chorro a la salida del inyector.

A continuación, se procede a realizar un análisis más teórico del problema a resolver.

Los parámetros a cambiar para intentar encontrar las transiciones entre los comportamientos estable - convectivamente ; inestable - absolutamente inestable son básicamente tres: la relación de densidades entre el chorro y el ambiente, el número de Reynolds y el perfil inicial del chorro, o lo que es lo mismo, el espesor de cantidad de movimiento de la capa límite en el borde del inyector.

La relación de densidades se representa con la letra S . Ésta se puede definir en función de las densidades del chorro y del ambiente o en función de la Temperatura de éstos, más útil para nosotros variar éstas últimas y así definir una relación de densidades concreta.

$$S = \frac{\rho_j}{\rho_\infty} = \frac{T_\infty}{T_j} < 1$$

El número de Reynolds se representa como Re y se expresa como:

$$Re = \frac{R \cdot U_j \cdot \rho_j}{\mu_j} = \frac{R \cdot U_j}{\nu_j} \gg 1$$

En una posición “x”, el espesor de cantidad de movimiento del perfil de velocidades local se expresa con θ

$$\theta = \int_0^{r_1} \frac{U(r)}{U_j} \cdot \left[1 - \frac{U(r)}{U_j} \right] \cdot dr$$

Para adimensionalizar la frecuencia y obtener los valores pico de potencia con el que se forman los vórtices del espectro, utilizamos es el número de Strouhal St ,

$$St = \frac{f \cdot D}{U_j}$$

Por otro lado, analizando el comportamiento de un fluido en un ambiente determinado, éste se encuentra gobernado por las ecuaciones de la dinámica de fluidos o ecuaciones de Navier-Stokes de continuidad, cantidad de movimiento y energía. Éstas se definen como:

La ecuación de continuidad,

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{u}) = 0$$

La ecuación de cantidad de movimiento,

$$\rho \left(\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + \mathbf{u} \cdot \nabla \mathbf{u} \right) = -\nabla p + \frac{1}{Re} \left\{ \nabla \cdot [\mu (\nabla \mathbf{u} + \nabla \mathbf{u}^T)] - \frac{2}{3} \nabla (\mu \nabla \cdot \mathbf{u}) \right\}$$

siendo el vector velocidad $\mathbf{u} = U \mathbf{e}_x + \tilde{\mathbf{u}}$ en el que $\tilde{\mathbf{u}}$ representa las pequeñas perturbaciones introducidas desde el exterior.

La gran diferencia con el caso de mezcla binaria, es que también gobierna el flujo la ecuación de energía en forma adimensional:

$$\rho C_p \frac{\partial T}{\partial t} + \rho C_p u_j \frac{\partial T}{\partial x_j} = k \frac{\partial^2 T}{\partial x_j \partial y_j} - \nabla \cdot q_R + \phi_u + \frac{\partial p}{\partial t} + u_j \frac{\partial p}{\partial x_j}$$

Como la relación de densidades se puede tomar como la relación de Temperaturas, tendremos una T_j de salida para cada relación de densidades S , y por lo tanto una viscosidad de salida para cada S

$$\frac{1}{S} = \frac{T_j}{T_\infty} \quad \mu_j = \left(\frac{1}{S} \right)^{0.66} \mu_\infty$$

Algunos de los parámetros que serán constantes a lo largo de toda la simulación:

ρ_{inf}	1,2	Densidad del aire ambiente
T_{inf}	293	Temperatura del ambiente
μ_{inf}	0,00001810	Viscosidad del ambiente
a	1	Dimensión característica
σ	0,66	Exponente ley potencias

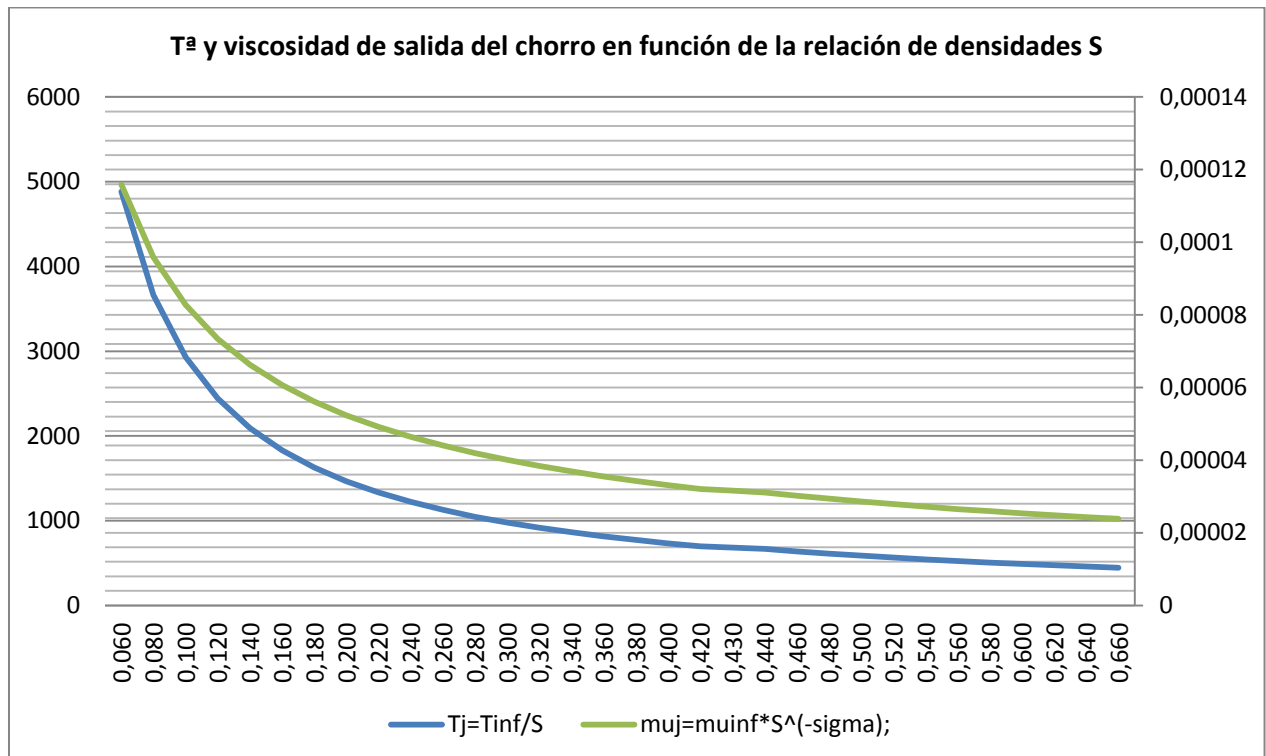


Imagen 2.8: Evolución de la Temperatura y la viscosidad del chorro, para cada relación de densidad.

Con éstas viscosidades podemos sacar la velocidad para cada caso

$$U_j = \frac{Re \cdot \mu_j}{R \cdot \rho_j} \text{ con } R = a$$

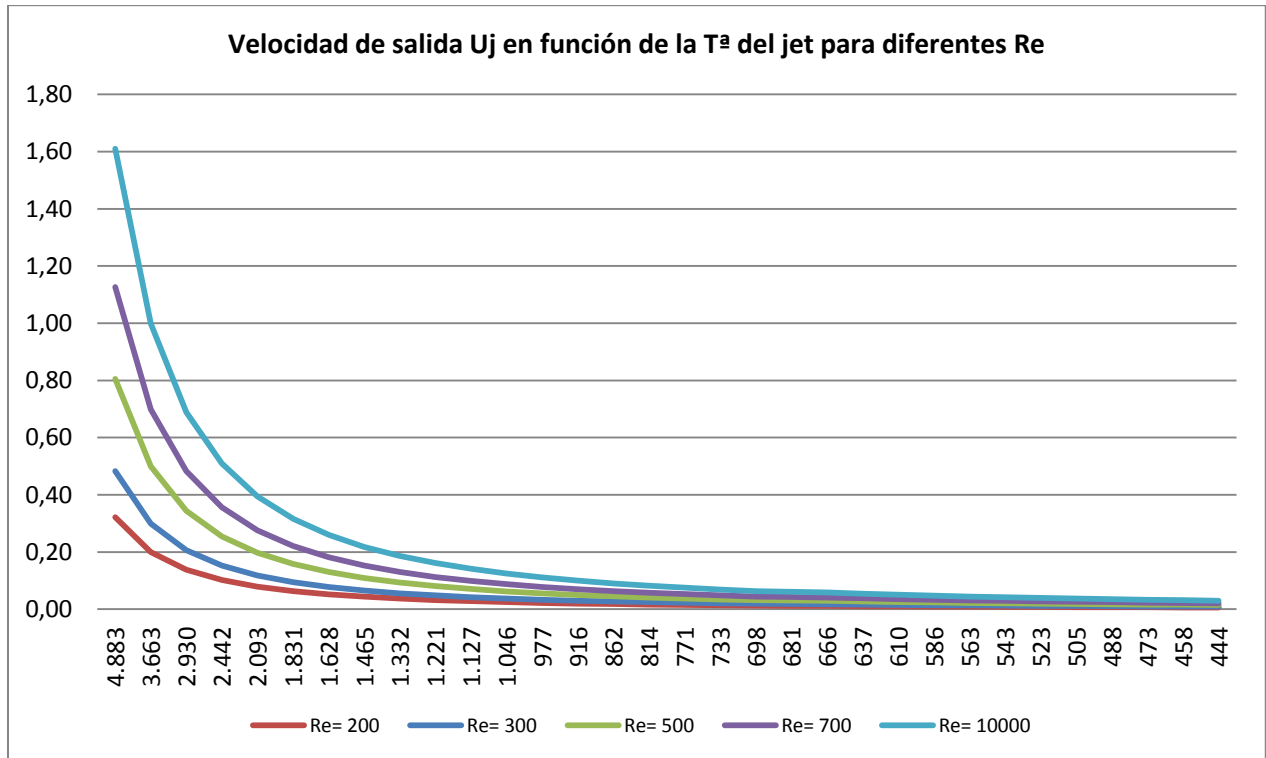


Imagen 2.9: Evolución de la Tª en °C con la velocidad del chorro en m/s

Vistas las características y parámetros que gobiernan nuestro flujo, debemos comentar a modo resumen que el caso se reduce a resolver cuatro ecuaciones, continuidad, cantidad de movimiento en "x" y cantidad de movimiento en "y", y ecuación de energía.

3. Mallado, Implementación y post-proceso

3.1. Introducción

Para el desarrollo del proyecto se han utilizado tres software, GAMBIT, FLUENT y MATLAB. GAMBIT se ha utilizado para crear la malla con la que se ha trabajado, FLUENT para simular los casos de estudio y MATLAB para analizar los resultados obtenidos.

3.2. Características generales de la malla. GAMBIT

Se ha realizado una malla rectangular de tamaño 100mx50m que cuenta con un inyector circular de radio unidad y un eje de simetría en su parte inferior. Las condiciones de contorno de ésta malla son las siguientes:

- *Pressure outlet* para las paredes externas salvo para la parte inferior de la malla y el propio inyector.
- *Axis*, para la parte inferior de la malla, al estar trabajando sobre un chorro *axilsimetrico* y por lo tanto representar un eje de simetría, con lo que únicamente se representa la mitad del problema a resolver.
- En el inyector, se le imponen dos condiciones. A la salida del inyector, en dirección transversal, se impone un perfil de velocidades *velocity inlet* especificando con una “udf” la forma exacta del mismo, en nuestro caso será un perfil con una relación $D/\theta = 80$, con el que partimos de la simulación, comentado en el Apartado 1, mientras que en su dirección longitudinal se imponemos la condición *wall*, al ser una pared del tubo. A continuación se detalla una explicación gráfica de las características del dominio:

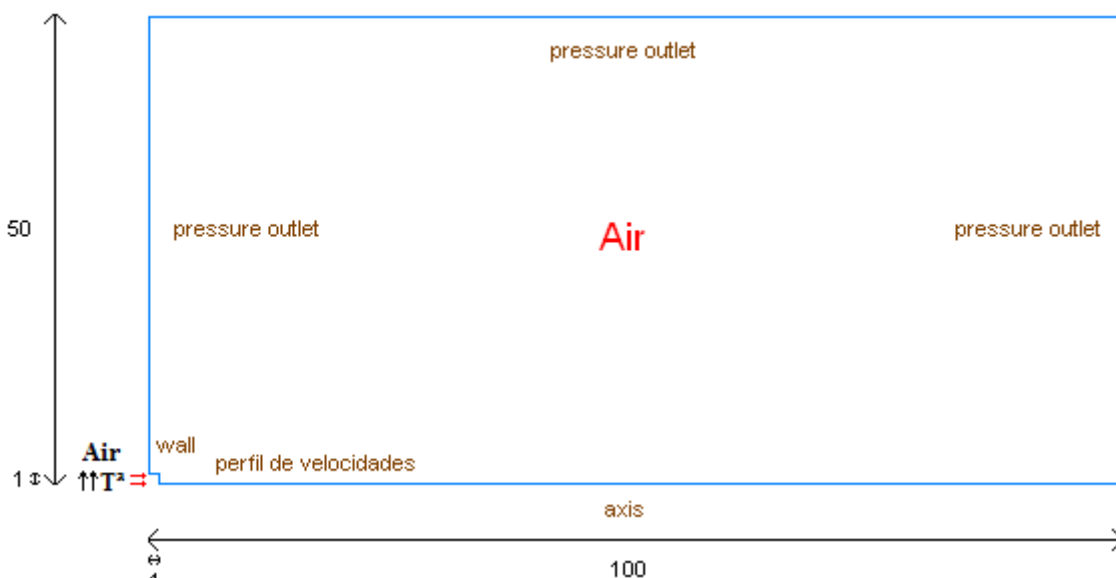


Imagen 3.1: Condiciones de contorno y medidas de la malla utilizada

Debemos resaltar, que la zona de entrada del fluido, se ha especificado con una longitud de $D=1$ metro . Ésta dimensión no es relevante en cuando a la forma del perfil, ya que el mismo lo hemos impuesto por la relación entre la D y el espesor de cantidad de movimiento, a pesar de ello, hemos puesto una longitud D para simular mejor la ingestión de aire del interior provocado por la capa de cortadura. Ésta explicación se detalla mejor en la siguiente imagen

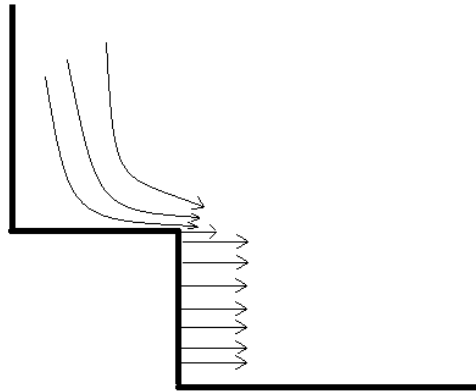


Imagen 3.2: Detalle de la ingesta de aire por detrás de la zona de salida del fluido.

Tanto en GAMBIT, donde hemos creado la malla, como en el programa FLUENT es posible cambiar las condiciones de contorno. Tras varias y repetitivas pruebas con diferentes mallados y diferentes perfiles de velocidad, se eligió la malla y el perfil que mejores se ajustaban al problema.

Cabe comentar algunos aspectos importantes a la hora de determinar las condiciones óptimas de la malla para una correcta simulación:

- Las celdas han de ser lo más homogéneas posibles, lo cual sugiere la utilización de paralelepípedos, y más en concreto de forma lo más cuadrada posible.
- Se debe respetar la continuidad entre las celdas de un modo estricto, para que no haya saltos bruscos entre ellas. Estos saltos no les vienen bien a los códigos CFD ya que puede dar lugar a errores en el proceso de iteración.
- En la zona en la que nos interesa conocer más a fondo cómo se desarrolla el campo fluido, el refinamiento ha de ser el mayor posible, sin llegar a excedernos por un altísimo número de celdas, ya que repercutiría en un elevadísimo tiempo de iteración. La zona que más interesa estudiar, es en la que se producen las perturbaciones que generarán las inestabilidades, por ello, la zona más cercana al inyector, y en concreto, la pared de éste donde se produce el primer contacto entre el aire caliente que se descarga y el aire estático que se encuentra en el interior del recinto.

En referencia a éste último aspecto, debemos realizar una breve descripción del marco teórico en el que nos hemos basado para poder establecer una longitud de referencia del menor tamaño que podemos tener de celda:

Este tamaño, está estrictamente relacionado con el menor espesor de cantidad de movimiento posible para los casos de estudio. Para poder realizar el cálculo, es necesario adimensionalizar la longitud del tubo de entrada:

$$L_t = \frac{l_t}{Re \cdot a}$$

donde l_t se corresponde con la longitud del tubo, a representa el valor del radio y Re el número de Reynolds.

La solución de Blasius para tubos cortos, es decir, cuando $L_t \rightarrow 0$ define el espesor de cantidad de movimiento como,

$$\frac{\theta}{a} = 0.664 L_t^{1/2} \rightarrow \theta = 0.664 \frac{\sqrt{a \cdot l_t}}{\sqrt{Re}}$$

Por lo tanto, salvo el valor del radio, el cual siempre permanece fijo y es igual a la unidad, se tienen dos parámetros que van a determinar el espesor de cantidad de movimiento mínimo, que son la longitud del tubo l_t y el número de Reynolds Re . El menor valor de longitud del tubo posible, se corresponde con el valor unidad, mientras que el mayor valor del número de Reynolds a utilizar en dicho experimento se corresponde con $Re = 4000$. Por lo que el menor espesor de cantidad de movimiento para el mallado es:

$$\theta = \frac{0.664}{\sqrt{4000}} = 0.01049 \text{ m}$$

Con todo esto, la malla final, exportada a FLUENT quedó de la siguiente manera:

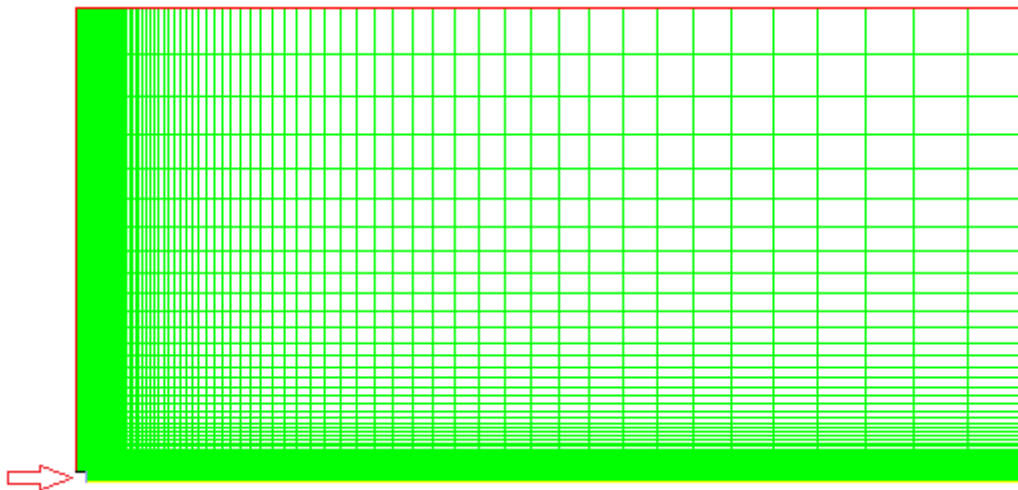


Imagen 3.3: Mallado utilizado en FLUENT

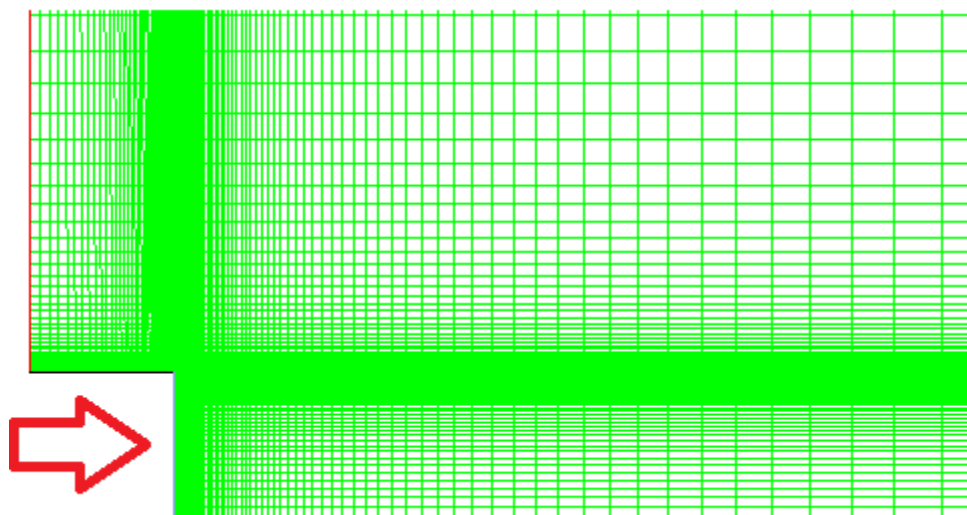


Imagen 3.4: Zoom del mallado a la salida del inyector

Para poder dar por válida la malla escogida, se realizaron numerosas pruebas hasta dar con el equilibrio entre calidad en los resultados, capacidad de cálculo, y tiempo de ejecución. Éstas se incluyen en el Apéndice del proyecto.

3.3. Implementación en FLUENT

Para poder realizar la descripción de la simulación, explicaremos las opciones que ofrece FLUENT y así poder explicar con exactitud cómo se ha realizado la simulación.

Primeramente, en el Fluent Launcher, seleccionamos la opción de realizar la simulación en dos dimensiones, Dimension→2D, Options→Double precisión, Display Options→se marcan todas las opciones. Si nuestro procesador dispone de varios núcleos, la opción de trabajar en paralelo o con procesador sencillo, en Processing Options, se marcará la opción correspondiente.

Importamos la malla creada en GAMBIT, exactamente la misma que para el caso de mezcla binaria, ésta consta de 17811 nodos. El tiempo de simulación depende del número de nodos de la malla por lo que lo que realmente interesa es obtener una malla que combine precisión y un número de nodos no muy elevado. El número de nodos obtenidos son suficientes como para tener una gran precisión en la malla y no demasiados como para estar una eternidad en las simulaciones. El tamaño mínimo del área de cada cara es de $2.7183 \cdot 10^{-3} \text{ m}^2$.

Problem Setup

General

Después de “Checkear” la malla, accedemos a las opciones de resolución de ecuaciones Solver, Para comprobar que la malla creada en GAMBIT está

perfectamente definida se chequea en el menú Mesh mediante la opción Check. Después, se accede al menú Solver,

- Cálculo con Ecuaciones desacopladas “Type→Pressure-based”.
- 2D Space→axisymmetric, al ser un problema axilsimétrico.
- Velocity Formulation→Absolute, referido a velocidades absolutas.
- Time, respecto al tiempo, se usan ambas opciones. Primeramente se selecciona la opción Steady (estado estacionario) y se simulan un número de iteraciones determinadas para que la situación del flujo en el estado no estacionario (Transient) sea más real, la cual es la que interesa.
- Gravity, esta opción queda deseleccionada ya que en el problema a tratar no se tiene en cuenta la gravedad.

Models

Ya que se trata de un chorro laminar de baja densidad producido por un aumento de la temperatura, activamos la opción de la ecuación de la energía, Energy On. Además, usamos el modelo de viscosidad viscous→laminar, ya que lo que ocurra en zonas muy alejadas del inyector no nos interesa para el estudio propuesto.

Materials

Aquí radica una de las grandes diferencias con respecto a la simulación de Jesus García de mezcla binaria, para aquella simulación escogimos unos modelos de densidad y viscosidad del tipo:

Density→Volume-weighted-mixing-law y Viscosity→ideal gas mixing law. Debido a que vimos que eran los más adecuados para nuestra simulación, y por razones descritas en “*Características y parámetros del chorro*”.

En lugar de éstas, en nuestro modelo, aire a alta temperatura, utilizaremos Density→Incompressible-gas-ideal y Viscosity→power law, siguiendo la línea de que la viscosidad ha de variar con la Temperatura, de la manera descrita también en el apartado mencionado.

Los valores de densidad y viscosidad del aire a 20°C que usamos para la simulación, son los siguientes

$\rho_{(20^{\circ}\text{C})} \text{ (Kg/m}^3\text{)}$	1.2
$\mu_{(20^{\circ}\text{C})} \text{ (Kg/m} \cdot \text{s)}$	$1.81 \cdot 10^{-5}$

Tabla 3.5: Valores teóricos de densidad y viscosidad del aire a 20°C

Cell Zone conditions

Utilizamos las que usa FLUENT por defecto:

- Presión de referencia de 101325 Pa y un punto de referencia en [0,0]
- Se desprecia el efecto de la gravedad en este problema, por lo que la casilla Gravity no se ha activado.

Boundary conditions

Tras identificar las regiones de la malla con un nombre significativo, podríamos dejar las condiciones de contorno definidas anteriormente en GAMBIT, en cambio, quedan algunos flecos por definir, las fronteras con la condición “pressure-outlet” no quedan del todo definidas si no les indicamos cómo debe entrar o salir el fluido a través de ellas. Para éstas, modificamos la pestaña Momentum, la opción Backflow Direction Specification Method ya que el valor de Gauge Pressure es una constante de valor 0 en todas ellas, por ser igual que la presión de referencia definida en el apartado anterior. Dependiendo de la superficie, se elegirá una opción u otra, siendo Normal to Boundary para la superficie superior y From Neighboring to Cell para las superficies izquierda y derecha.

- Región interior → Default interior
- Eje de simetría → Axis
- Inyector → Wall
- Superior → Normal to Boundary
- Izquierda y derecha → From Neighboring to Cell

Para introducir el perfil de velocidades en la región de salida del inyector, primeramente tenemos que interpretar una función udf en formato “.c” en la opción Define → User-Defined → Functions → Interpreted. Después de esto, para asignarle el perfil a la región que nos interesa, en *Velocity Magnitude* se cambia la pestaña a udf inlet_x_velocity, en Velocity Specification Method se selecciona Normal to Boundary y en Reference Frame, Absolute.

Siempre que tengamos que cambiar de caso, (una T^a y una S distinta) tendremos que interpretar una udf distinta, ya que la velocidad del perfil como hemos visto varias veces, va cambiando a la par con éstos.

Un ejemplo de la udf interpretada:

```
#include "udf.h"
DEFINE_PROFILE(inlet_x_velocity, thread, position)
{
    real x[ND_ND];
    real y;
    face_t f;
    real a=1.079102212575775;
    real b=15.32548125266805;
    real c=584.7207048790634;
    begin_f_loop(f, thread)
    {
        F_CENTROID(x, f, thread);
        y = x[1];
        if (y < 0.7468526928000000)
            F_PROFILE(f, thread, position) = 0.0282274448038807;
        else
            F_PROFILE(f, thread, position) = 0.0282274448038807 * a * tanh( b * (1-
y)
            + c * (1-y)*(1-y)*(1-y) ) / 1.079102212575775;
    }
    end_f_loop(f, thread)
}
```

Tabla 3.6: Función de perfil de velocidad a la salida del inyector para $Re=200$ y $S=0,26$

El valor señalado en rojo Negrita, es el valor de la velocidad que imponemos en ese perfil, para una relación de densidades (Una T^a), tendremos para cada Re , un valor de Velocidad distinta.

Solution

Monitors

En este apartado se define el criterio de convergencia mediante la opción Residuals. En ella, se puede ajustar el orden del error (el residuo) para el cual se quiere que el problema converja. En el caso propuesto, el orden del error es de 10^{-6} para las cuatro ecuaciones a resolver; continuidad, cantidad de movimiento en x e y y ecuación de energía. Indicar que cuanto más pequeño es el valor que se le asigne al error, más se ajusta el problema a la realidad pero por contra, más tiempo necesita el programa para converger.

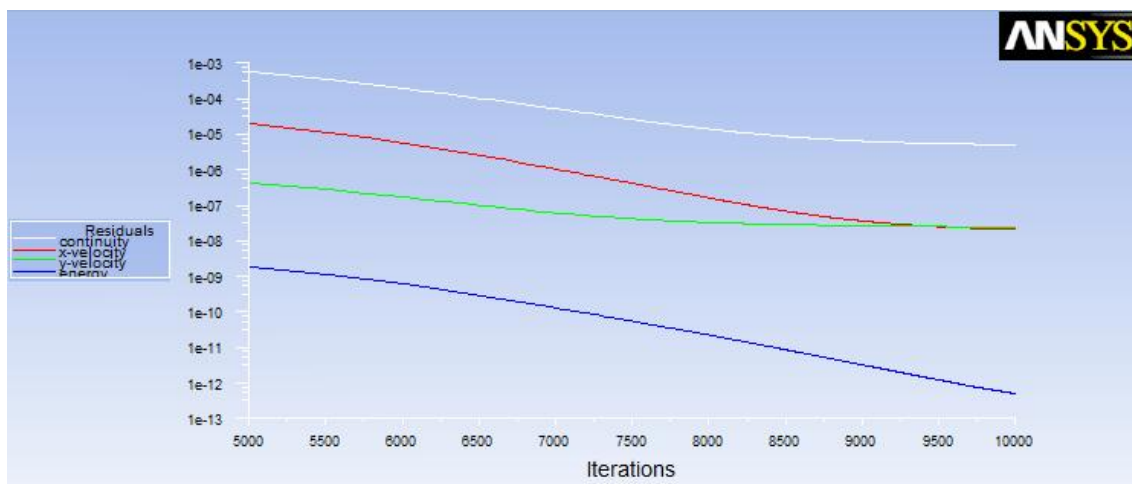


Imagen 3.7: Ejemplo de la convergencia de los residuos para el caso estacionario $Re=200$

Creación de puntos

Con el fin de obtener los valores de las velocidades tanto axial como radial a lo largo del tiempo, ya que éstos son los que nos servirán para saber la existencia de una frecuencia determinante en la variación de la velocidad con el tiempo, se han creado varios puntos a la salida del inyector a lo largo de la dirección axial en $r = 1$. Dichos puntos se localizan en $x = \{1.1; 1.5; 2; 3; 5; 10; 15\}$. En la opción Surface→Point y se indica el punto en cuestión. Sin embargo, para obtener el valor de la velocidad en cada paso de tiempo, es necesario realizar una monitorización, es decir, una lectura/escritura del propio valor de velocidad en ese punto, que se exportará como un archivo .out. Para ello, se selecciona Monitors→Surface Monitors→Create y tras seleccionar el punto en cuestión, se incluye la opción Write, se cambia a Sum en la opción Report Type y se selecciona Axial Velocity y Radial Velocity en Field Variable.

Solution Methods

El método utilizado para resolver el caso es el método PISO, el cual es el más adecuado para problemas transitorios. Por otro lado, se deselecciona la opción Skewness-Neighbor Coupling.

En cuanto a la discretización espacial, se utiliza el método Green-Gauss Cell Based y un esquema de segundo orden, Second Order Upwind para definir de una mejor forma el dominio del problema.

Solution initialization

Con el objetivo de ajustar a la realidad el problema propuesto, se simulan los diferentes casos a tratar inicializando únicamente el problema estacionario. El problema no estacionario, se simula a partir del estacionario por lo que no hace falta inicializarlo. Para inicializar el campo de velocidades y presiones en el caso estacionario, se asigna el valor 0 a todas las variables, ya que en el instante inicial el ambiente se encuentra en reposo. Una vez que se han inicializado las variables, se presiona sobre el icono Initialize.

Run calculation

En este apartado se procede a calcular el problema a tratar mediante el proceso iterativo descrito anteriormente.

Steady

En el caso estacionario, únicamente hay que seleccionar un número de iteraciones para las cuales el problema a resolver converja. Se observa, una vez realizados varios casos con diferentes números de Reynolds y relación de densidades, que con 10000 iteraciones es suficiente, no para converger, pero sí para apreciar que los residuos se estabilizan y no es posible que sigan disminuyendo por muchas iteraciones que hagamos

Transient

En el problema no estacionario, hay que hacer un inciso y explicar que son los “Time Steps” ya que es el parámetro que variamos para determinar la precisión del cálculo, en lugar de número de iteraciones.

Un “time step” equivale a la mitad de un periodo, y éste a la inversa de la frecuencia.

$$\Delta t = \frac{T}{2} \quad T = \frac{1}{f}$$

Para la selección de un time step correcto que cubra las exigencias de los casos a tratar, hay que analizar varios parámetros. La fórmula en la que hay que apoyarse es la que relaciona el número de Strouhal con la frecuencia de oscilación,

$$St = \frac{f \cdot D}{U_j}$$

El diámetro del inyector es un valor fijo de 2 metros, y en cuanto al número de Strouhal, se sabe por la teoría analizada que su valor se encuentra en torno a 0.4 cuando se aprecian los picos de frecuencia, sin embargo, para ser conservadores y poder cubrir todas las frecuencias analizadas, dicho valor será fijado a 4. Así, existirá un valor máximo de time Step máximo para cada caso, que si se supera, el método utilizado no estaría resolviendo bien el caso a tratar.

Por lo tanto, el time step máximo viene determinado por un único parámetro que es la velocidad, la cual depende a su vez de dos parámetros. El número de Reynolds, y la relación de densidades.

La situación más desfavorable dentro de los números de Reynolds estudiados, entre los que se sitúan 200,300,500,700 y 1000 es la de número de Reynolds $Re = 1000$ y relación de densidades $S = 0.20$. Con dichos valores y los anteriormente mencionados del número de Strouhal y diámetro del inyector, se obtiene un valor de time step límite de:

$$\Delta t = \frac{D}{2 \cdot U \cdot St} = \frac{2}{2 \cdot 0.2181 \cdot 4} = 1.1462 \text{ s}$$

Dicho valor de time step es el máximo valor que se le puede asignar en FLUENT, por lo que usando un valor de 1 se tienen cubiertos los casos de Reynolds 200 a 1000.

Si asociamos lo explicado anteriormente con las fórmulas desarrolladas anteriormente se puede asegurar que a medida que se aumenta el número de Reynolds o se reduce la relación de densidades, la resolución de los gráficos que se obtienen son peores si se sigue manteniendo el time step.

También hay que tener en cuenta el número de iteraciones que se realizan por cada time step para así buscar la convergencia en cada time step. Dichas iteraciones se cambian en la pestaña Max Iterations/Time step. Si el método no converge para el número de iteraciones establecidas, se para el caso y se aumentan el número de iteraciones. En el estudio realizado se ha fijado un valor de 100.

Por último, hacer una pequeña comparación de éstas consideraciones con respecto al caso de mezcla binaria. En éste último, al tener una viscosidad de mezcla que sigue unas leyes distintas a las nuestras, el valor de la velocidad cambia bruscamente con respecto al nuestro para un caso muy parecido. El caso más desfavorable estudiado entonces, $Re=1000$ y una relación de densidades parecida $S=0.15$, tiene una velocidad de salida de chorro de 0.1088, por lo tanto el time step

$$\Delta t = \frac{D}{2 \cdot U \cdot St} = \frac{2}{2 \cdot 0.1088 \cdot 4} = 2.297 \text{ s}$$

Vemos como el valor del Time Step pasa a ser casi el doble

Caso estudiado	Time step límite	Time step elegido
Mezcla Binaria He-Air	$\Delta t = 2.2977 \text{ s}$	1
Chorro caliente	$\Delta t = 1.1462 \text{ s}$	1

Tabla 3.7: Comparativa de los time Steps utilizados frente al caso de mezcla binaria

Lo que indica que el valor de nuestro time Step elegido, aunque cubra todos los casos de forma segura, está mucho más cerca del límite de estar resolviendo mal el problema que en la mezcla binaria. Lo cual nos lleva a afirmar, que para nuestro caso con Temperatura, es más difícil que la solución converja, y por lo tanto más difícil de interpretar las gráficas ya que serán de menos resolución para el mismo número de iteraciones.

Como hemos comentado, los resultados de la simulación, es decir, las velocidades axial y radial en función del tiempo en cada punto, se exportan a archivos “.out” en diferentes posiciones del mallado. En concreto en $x = \langle 1.1; 1.5; 2; 3; 5; 10; 15 \rangle$. ya que según lo explicado, la zona turbulenta no nos interesa.

3.4. Análisis en MATLAB.

Los resultados obtenidos se analizan mediante el programa MATLAB. Estos resultados se corresponden con los archivos con extensión .out que obtenemos de cada simulación, y en un punto separado una distancia “x” del inyector

Debido al alto número de puntos en los que analizar la estabilidad, y la cantidad de casos simulados, hicimos una función en MATLAB que nos permitió automatizar el proceso y poder recoger los gráficos de una manera más cómoda, ésta se puede observar en detalle en el apéndice B1 del documento.

La estabilidad o inestabilidad (o convectividad inestable) de los casos, podemos analizarla con los datos recogidos “.out” de dos formas diferentes:

- Gráfico de velocidades tanto axial como radial en el tiempo.
- Función pwelch(x), que hace referencia a la densidad de potencia espectral.

A continuación se explica de forma detallada los tres posibles comportamientos del chorro con ambas opciones.

La forma más intuitiva de evaluar la estabilidad o inestabilidad del caso es mediante la variación de la velocidad tanto axial como radial en el tiempo en los diferentes puntos evaluados.

Si representamos un gráfico modelo de cada comportamiento.

1. *Comportamiento estable* → La señal se atenúa completamente.

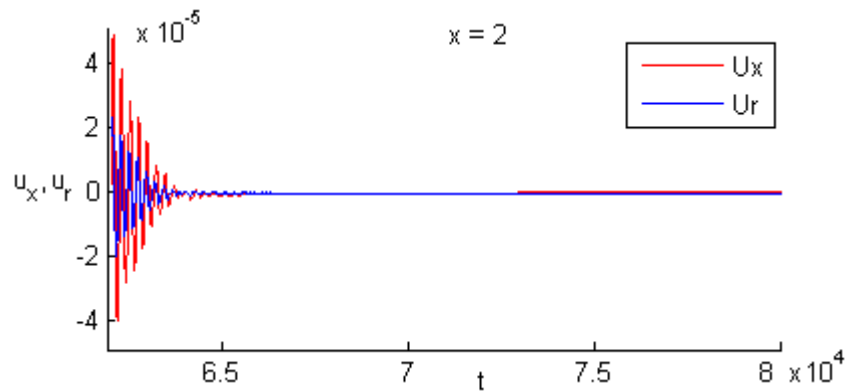


Imagen 3.8: Gráfico de velocidad axial y radial frente al tiempo para un caso estable.

2. *Comportamiento convectivamente inestable* → No se aprecia ninguna periodicidad en la señal, pero ésta tampoco tiende a desaparecer produciéndose, como veremos más adelante un espectro con frecuencias no dominantes y una frecuencia de banda ancha

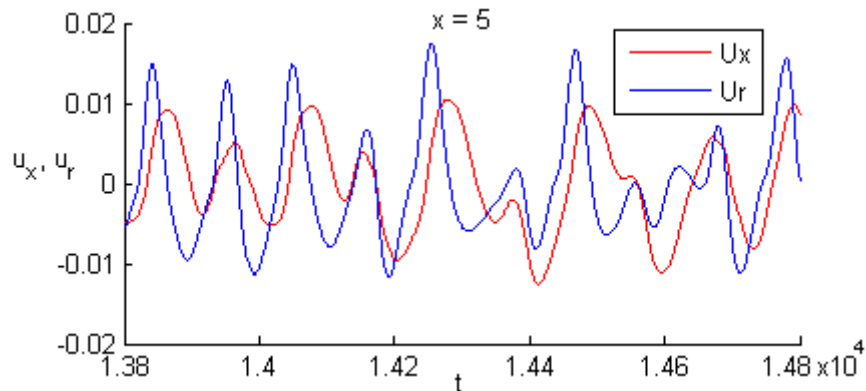


Imagen 3.9: Gráfico de velocidad axial y radial frente al tiempo para un caso convectivamente inestable

3. *Comportamiento absolutamente inestable* → Se repite una determinada frecuencia de oscilación claramente

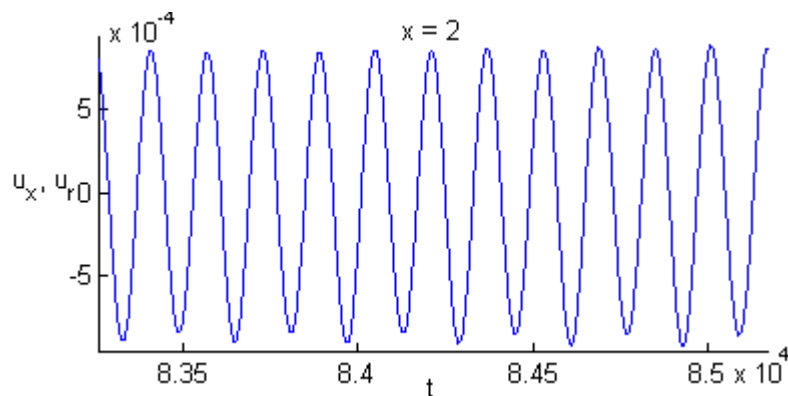


Imagen 3.10: Gráfico de velocidad axial frente al tiempo para un caso absolutamente inestable

En éste gráfico podremos observar, unas veces mejor, y otras no tan claro, el apareamiento de vórtices cuando el periodo de la señal se duplica.

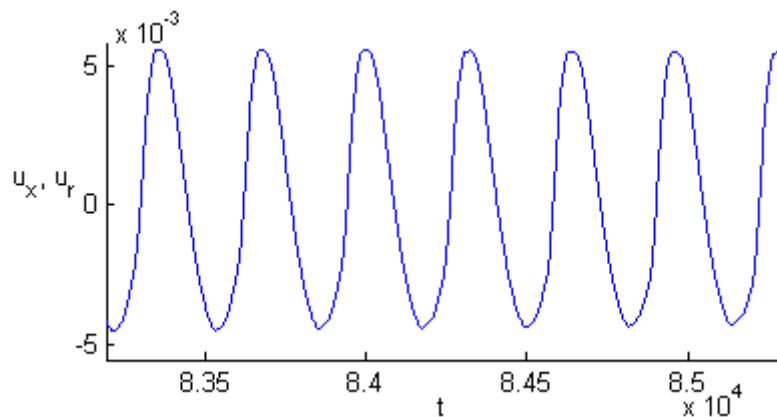


Imagen 3.11: Gráfico de velocidad axial frente al tiempo en una posición de apareamiento de vórtices

La otra forma de evaluar la estabilidad o inestabilidad del caso es mediante la densidad de potencia espectral, que conseguimos gracias a la función pwelch(x) de MATLAB. A partir de los valores recogidos tanto de la velocidad axial como radial en los diferentes puntos, se calcula el PSD de las frecuencias existentes en relación al número adimensional de Strouhal. Las gráficas que representan los tres posibles comportamientos del chorro deben tener el siguiente aspecto:

1. *Comportamiento estable ejemplo*→Se observa el espectro típico del ruido blanco, el cual descende su valor a medida que aumentamos la frecuencia.

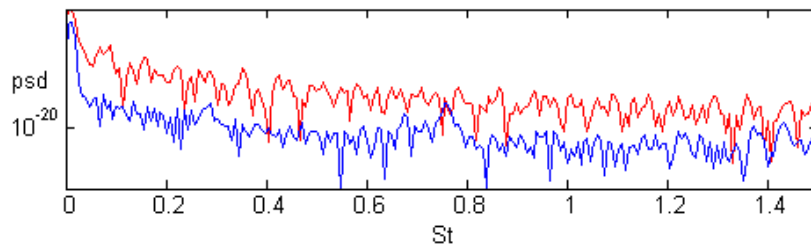


Imagen 3.12: Gráfico densidad espectral para un caso estable y utilizando aire caliente

Comparándolo con un espectro de densidad de potencia de un caso estable para el mismo experimento pero con mezcla binaria He-Air:

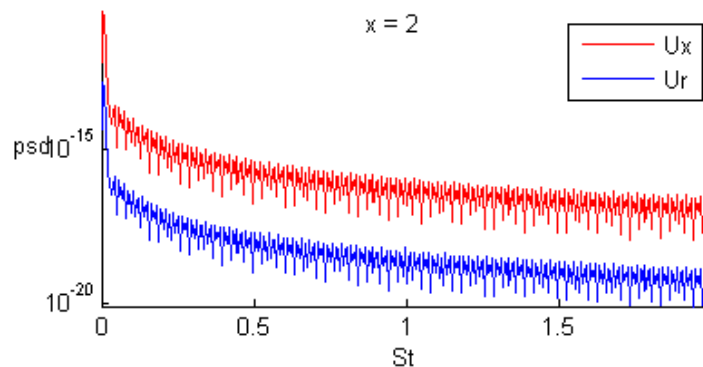


Imagen 3.13: Gráfico PSD en x y r frente a St para un caso estable y utilizando mezcla de He-Aire

En nuestros casos apreciamos perfectamente la inexistencia de frecuencias, y aunque es esa la lectura que nos interesa, la nitidez que se observa en el caso de mezcla binaria es notable.

2. *Comportamiento convectivamente inestable* → Se observa un pico de banda ancha, o un espectro de frecuencia no muy limpio.

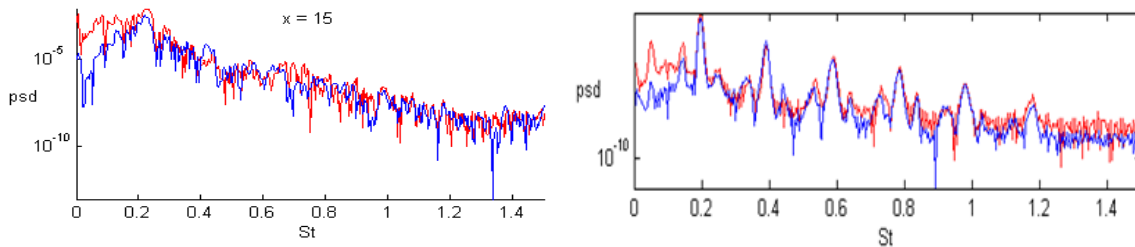


Imagen 3.14: Gráfico PSD en x y r frente a St para un caso de pico de banda ancha (izquierda) y frecuencias no dominantes (derecha)

3. *Comportamiento absolutamente inestable* → Se observa un pico de frecuencia en el espectro el cual indica que dicha frecuencia es dominante.

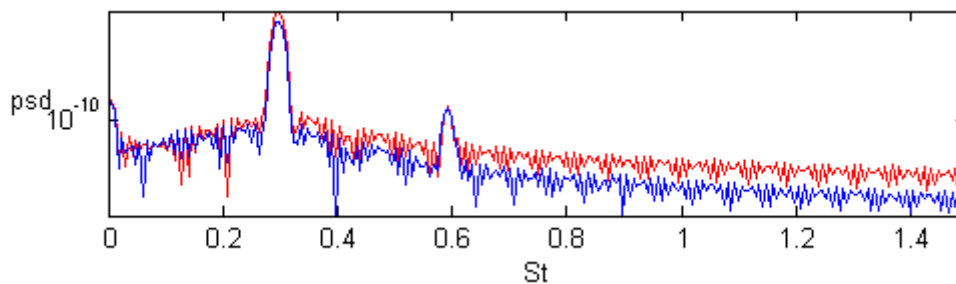


Imagen 3.15: Gráfico PSD en x y r para un caso inestable

En este tipo de comportamiento, debemos señalar dos aspectos importantes:

- Aguas abajo de la señal, se pueden apreciar cómo se producen armónicos de frecuencia de una densidad menor. Este fenómeno se produce debido a la ecuación que define a las ondas.
- Aguas arriba de la señal, se suele apreciar un subarmónico cuyo pico de frecuencia es también menor a la frecuencia dominante. Habrá casos en los que, si nos movemos aguas abajo del fluido, ésta frecuencia de subarmónico pase a ser la frecuencia dominante. Esta situación será descrita como Apareamiento de vórtices, en la cual la frecuencia de oscilación será la mitad del valor inicial. Recordar que el valor de la frecuencia viene determinado por el número de Strouhal

4. Resultados

4.1. Características generales y casos

Con el objetivo de obtener las fronteras de transición entre la estabilidad, la inestabilidad convectiva y la inestabilidad absoluta del comportamiento del chorro, se han seguido una serie de pasos en los diferentes casos a resolver.

Para diferenciar unos casos de otros, únicamente se tienen que cambiar los valores de la velocidad de entrada en el chorro (referido al número de Reynolds Re) y la temperatura de entrada del mismo (referido a la relación de densidades S .) También cabe destacar que según los valores del número de Reynolds Re y de la relación de densidades S se impondrá un time step determinado, cuestión de estabilidad.

El método fijado para realizar las simulaciones en el proyecto de Jesus García fue el siguiente: Se fija un valor de Re , y comenzábamos los cálculos desde relaciones de densidad lo menores posibles, tras ello, ir subiendo la relación de densidad hasta encontrar las zonas de transición. A continuación podemos observar un gráfico de los residuos.

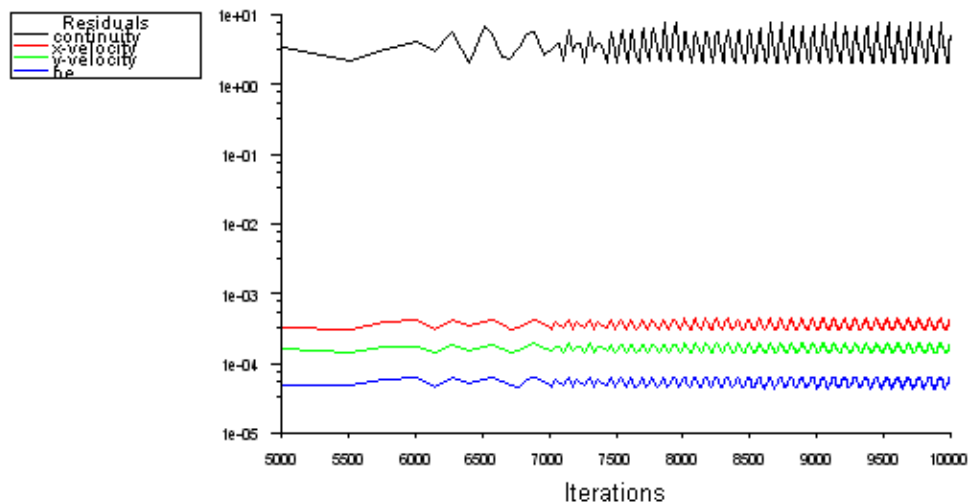


Imagen 4.1: Residuos para el caso estacionario de mezcla binaria $Re=500$ $S=0.15$

Como este proyecto, trata de mejorar la dinámica de trabajo, vimos conveniente comenzar por relaciones de densidad lo mayores posible, para así asegurar la convergencia de un caso estable, y con ello la mejora de la inercia y continuidad en el cálculo a medida que bajamos la relación de densidad.

Una gráfica explicativa de cómo hemos realizado las simulaciones

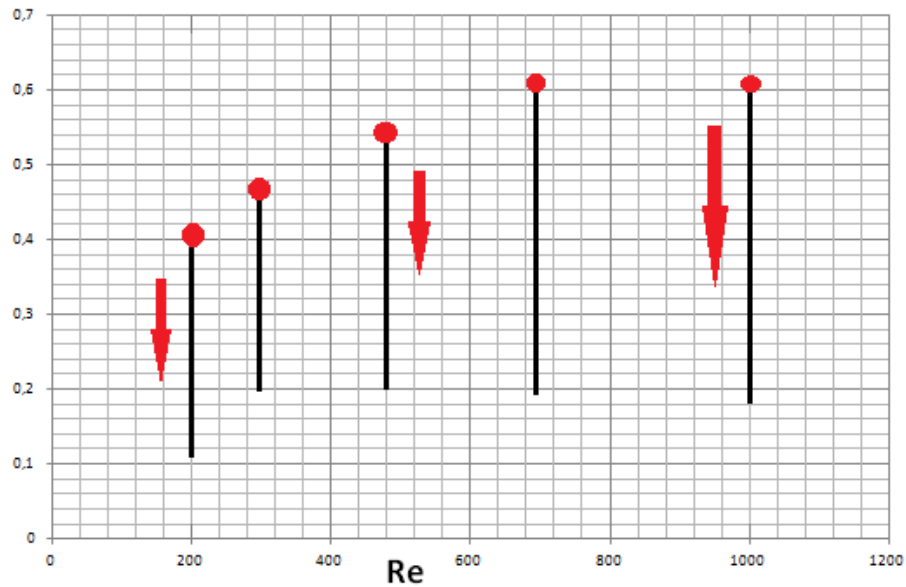
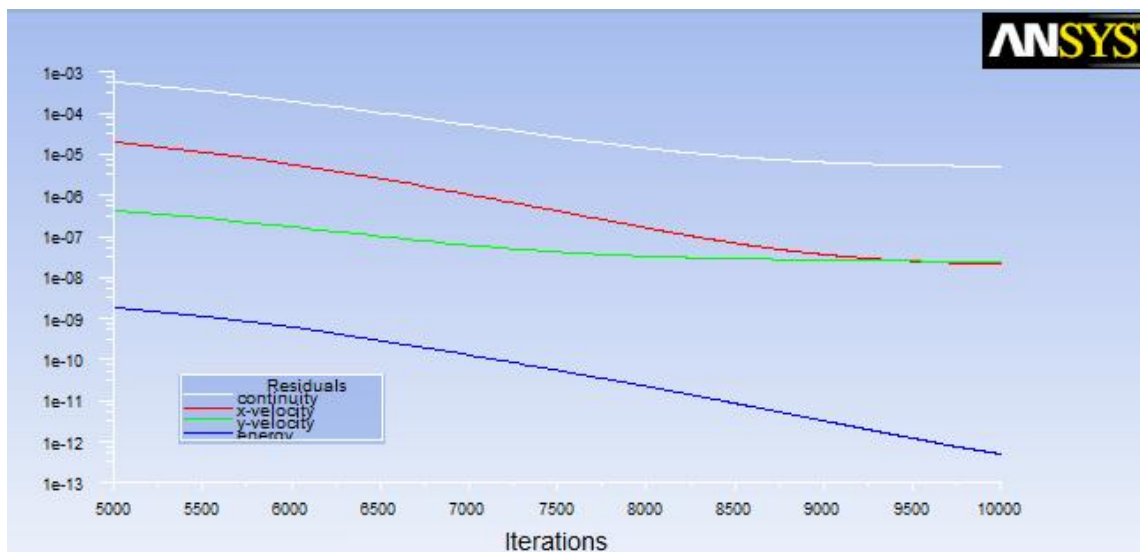


Imagen 4.2: Gráfico explicativo de la realización de los cálculos de la simulación

Como hemos comentado, para todos los Reynolds, hemos comenzado por el estado estacionario, en éstos puntos rojos, podemos afirmar que es un modelo muy estable, ya que converge sin problemas hacia la solución propuesta, como observamos en la gráfica de residuos:



A continuación realizo una recopilación de los casos corridos:

- Partimos de relaciones de densidad que sepamos que serán estables, tomando como referencia anteriores experimentos, tanto el de Jesús, como el de Isabel
- Los números de Reynolds estudiados son 200, 300, 500, 700 y 1000
- Los puntos en los cuales se recogen los valores de la velocidad axial y radial que sirven para analizar la estabilidad e inestabilidad del comportamiento del chorro son , como comentamos anteriormente en $x = \{1.1; 1.5; 2; 3; 5; 10; 15\}$ y $r = 1$.

- El número de time steps utilizados fue de 20000 para las primeras iteraciones y luego se fueron reduciendo a medida que íbamos sacando las zonas de transición, puesto que es el mayor fin de éste proyecto, y no tanto la precisión de las gráficas resultantes, que, como hemos visto, por la inestabilidad del caso caliente y a medida que nos acercamos al número de Re elevados y relaciones de densidad bajas, es más complicado de simular. También cabe comentar con respecto a los Time Steps, que se fueron modificando a placer, para conseguir una visión más clara de las gráficas, tanto para la eliminación de transitorios, como para la mejor visualización de la periodicidad.

Ésta dinámica de trabajo, fue implementada y recogida en un archivo “.jou” que se muestra en el apéndice B2 del documento, para simplificar los trabajos y automatizar el proceso.

Debido a la sencillez e interpretación de lectura de un caso estable, sólo expondremos un caso estable y los resultados más significativos, esto es, el primer caso encontrado en las simulaciones donde se aprecie un cambio en la estabilidad del caso.

Re=200

$S = 0.34 \rightarrow \text{CASO ESTABLE}$

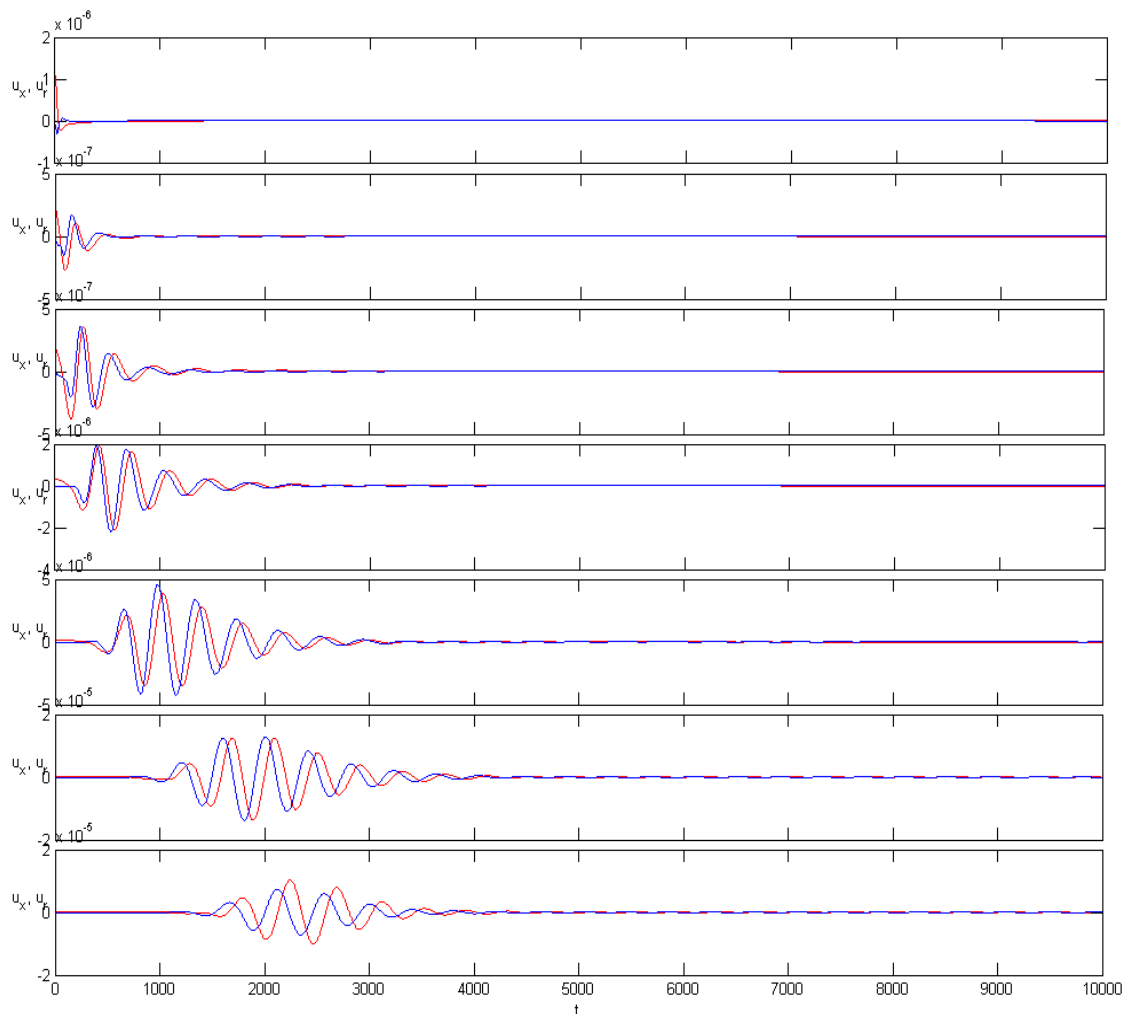


Imagen 4.3: Gráficos de velocidad en función de t para $x = 1.1, 1.5, 2, 3, 5, 10, 15$ para el caso $Re=200$ $S=0.34$

Inicio la representación de resultados, exponiendo la totalidad de un caso estable. A medida que nos alejamos del inyector (descendemos en las gráficas), observamos cómo avanza el transitorio del cálculo de FLUENT con el tiempo. Este es el transitorio que no nos interesa para el cálculo de la densidad de potencia espectral, PSD, que calculamos con la herramienta `pwelch(x)`, y que nos indica cual es la frecuencia dominante. Para éste caso por ejemplo, si tuviéramos que buscar una frecuencia dominante en las oscilaciones, tendríamos que quitar en torno a los primeros 3000 time steps del cálculo y que no interfieran en el cálculo.

Con ésta gráfica, observamos que el caso tiende a ser estable, ya que las oscilaciones de velocidad tienden a desaparecer a medida que realizamos iteraciones (paso del tiempo). Como hemos comentado, por comodidad y sencillez, mostraremos sólo éste caso estable de los estudiados, puesto que la lectura y apreciación de estos casos es sencilla y muy directa.

Re=200

$S = 0.32 \rightarrow \text{CASO ABSOLUTAMENTE INESTABLE}$

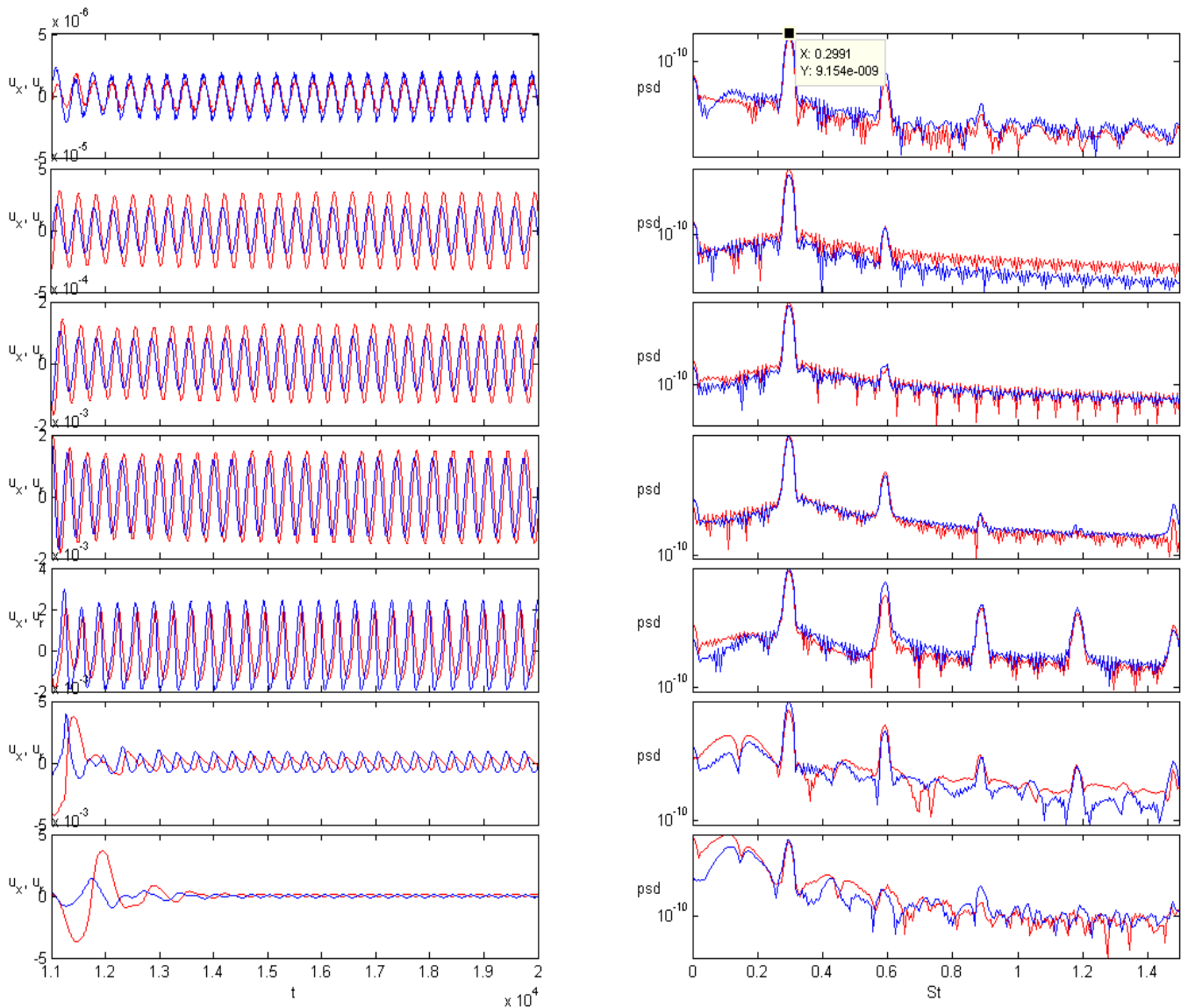


Imagen 4.4: Gráficos de velocidad en función del tiempo y PSD en función de St para $x=1.1, 1.5, 2, 3, 5, 10, 15$ para el caso $Re=200$ $S=0.32$

En la mayoría del resto de gráficos, observaremos a la par, el gráfico de velocidad en función del tiempo, a la izquierda, frente a la densidad de potencia espectral correspondiente a esas oscilaciones, a la derecha. Como podemos apreciar, existe una clara oscilación de la velocidad frente al tiempo. En éstos gráficos ya están depurados los transitorios que hemos visto convenientes quitar. Se observa una frecuencia dominante en $St=0,2991$.

Re=300

$S = 0.38 \rightarrow$ CASO ABSOLUTAMENTE INESTABLE (Estabilidad en $S = 0.4$)

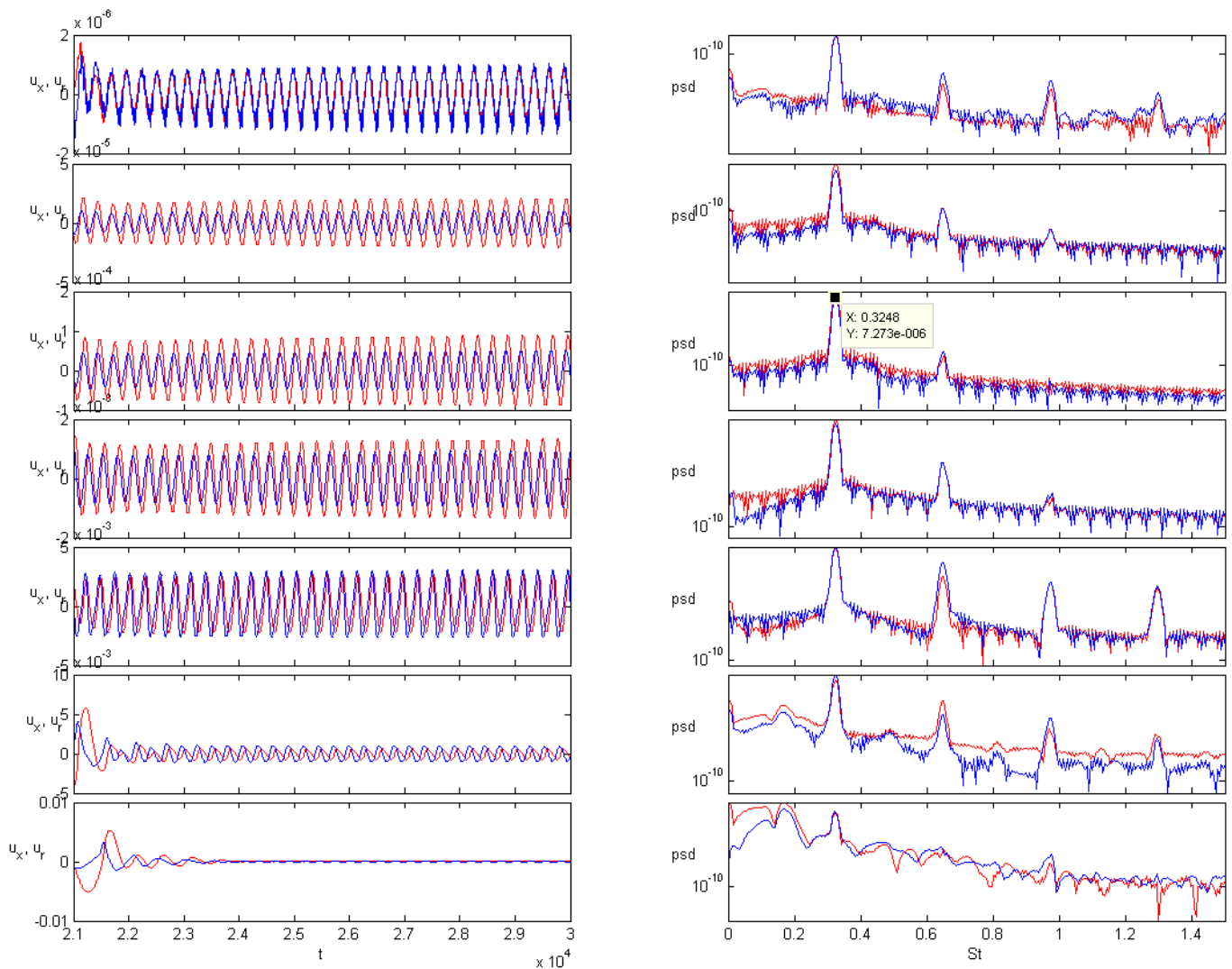


Imagen 4.5: Gráficos de velocidad en función del tiempo y PSD en función de St para $x= 1.1, 1.5, 2, 3, 5, 10, 15$ para el caso $Re=300$ $S=0.38$

En el gráfico de velocidades se han tenido en cuenta sólo las 9000 últimas iteraciones, observamos el pico de frecuencia en $St=0,3248$.

Para apreciar bien la importancia de quitar los transitorios, adjunto las mismas gráficas sin quitar ninguna iteración:

Re=300

$S = 0.38 \rightarrow$ CASO ABSOLUTAMENTE INESTABLE

(Ejemplo de inestabilidad sin quitar las iteraciones en el transitorio)

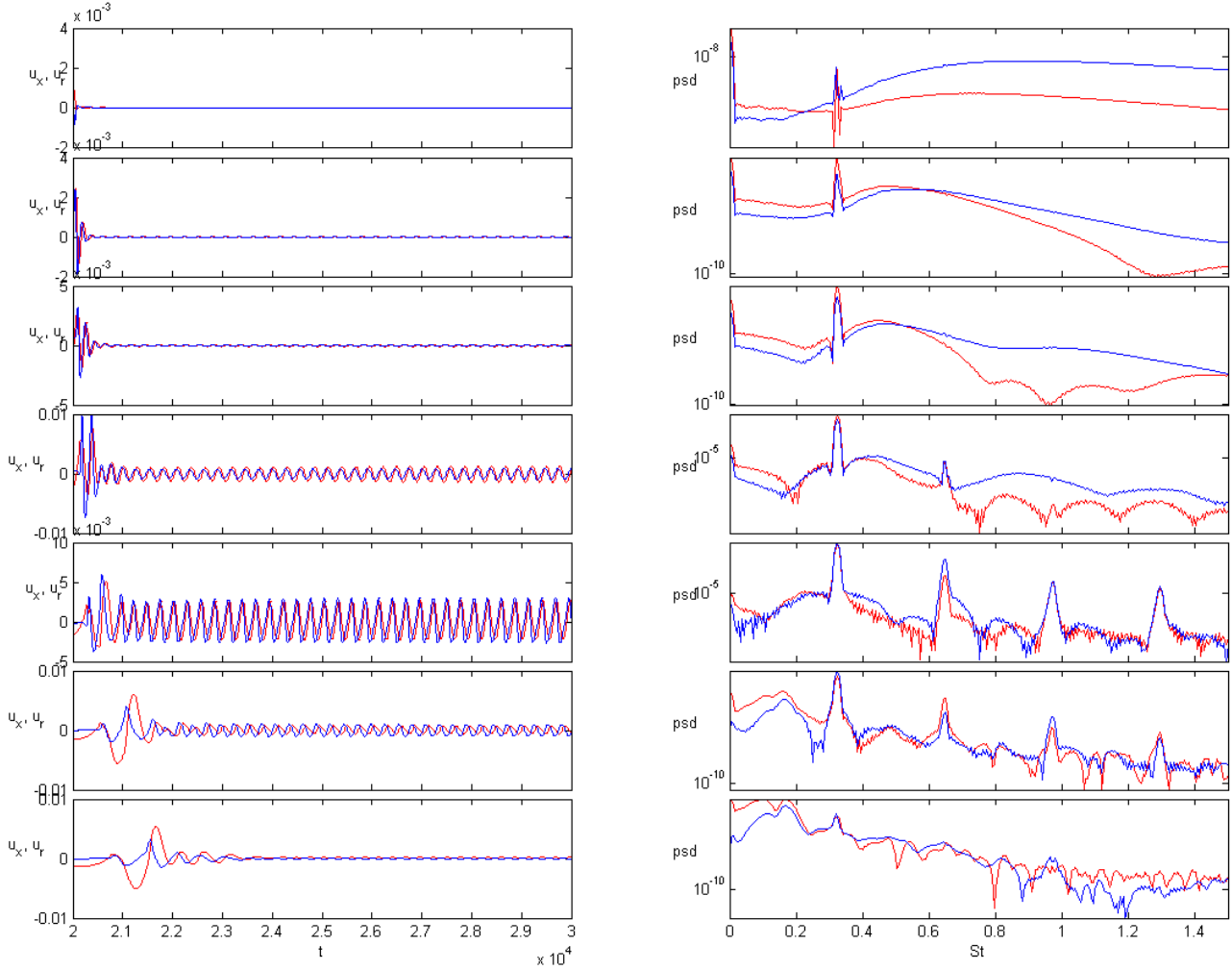


Imagen 4.6: Re=300 S=0.38 teniendo en cuenta los 1000 primeros time steps

Podemos observar como la diferencia es muy significativa, si no quitáramos las primeras 1000 iteraciones, no podríamos apreciar bien el carácter inestable de las oscilaciones. Se aprecia que el sistema oscila, pero la diferencia es muy significativa.

Re=500

$S = 0.43 \rightarrow$ CASO ABSOLUTAMENTE INESTABLE (Estabilidad en $S = 0,44$)

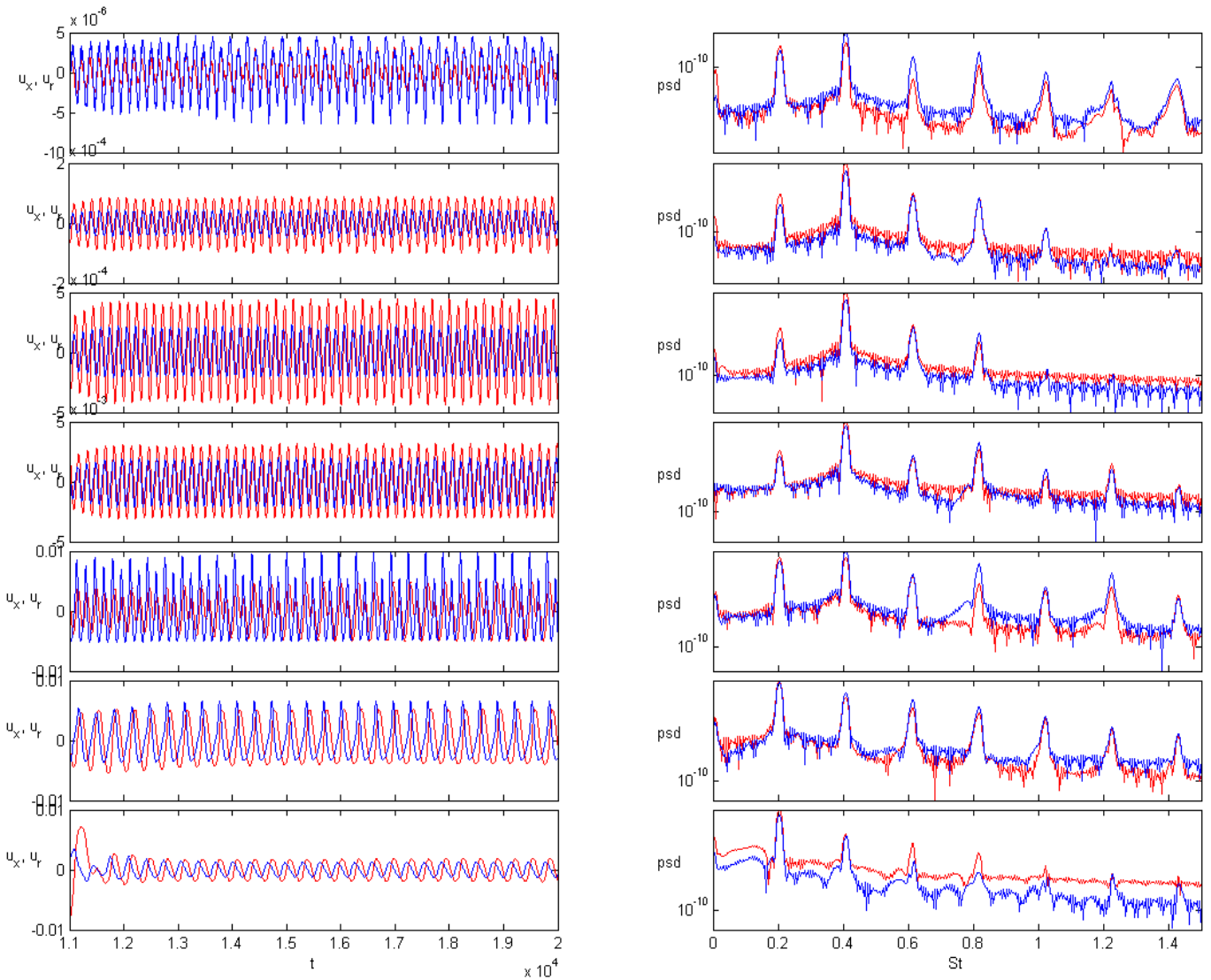


Imagen 4.7: Gráficos de velocidad en función del tiempo y PSD en función de St para $x= 1.1, 1.5, 2, 3, 5, 10, 15$ para el caso $Re=500$ $S=0.43$

En éste gráfico de velocidades hemos quitado los primeros 1000 Time steps, Existe un pico de frecuencia que se corresponde con un valor del número de Strouhal de 0,2073 aproximadamente. Sin embargo se aprecia el apareamiento de vórtices en $x = 5$, ya que el periodo comienza a ser el doble que en el punto anterior, ($x=3$) y la frecuencia que a priori era un armónico, comienza a partir de ese momento a ser la dominante en $St=0,4076$

Re=700

$S = 0.50 \rightarrow$ CASO CONVECTIVAMENTE INESTABLE (Estabilidad en $S=0,52$)

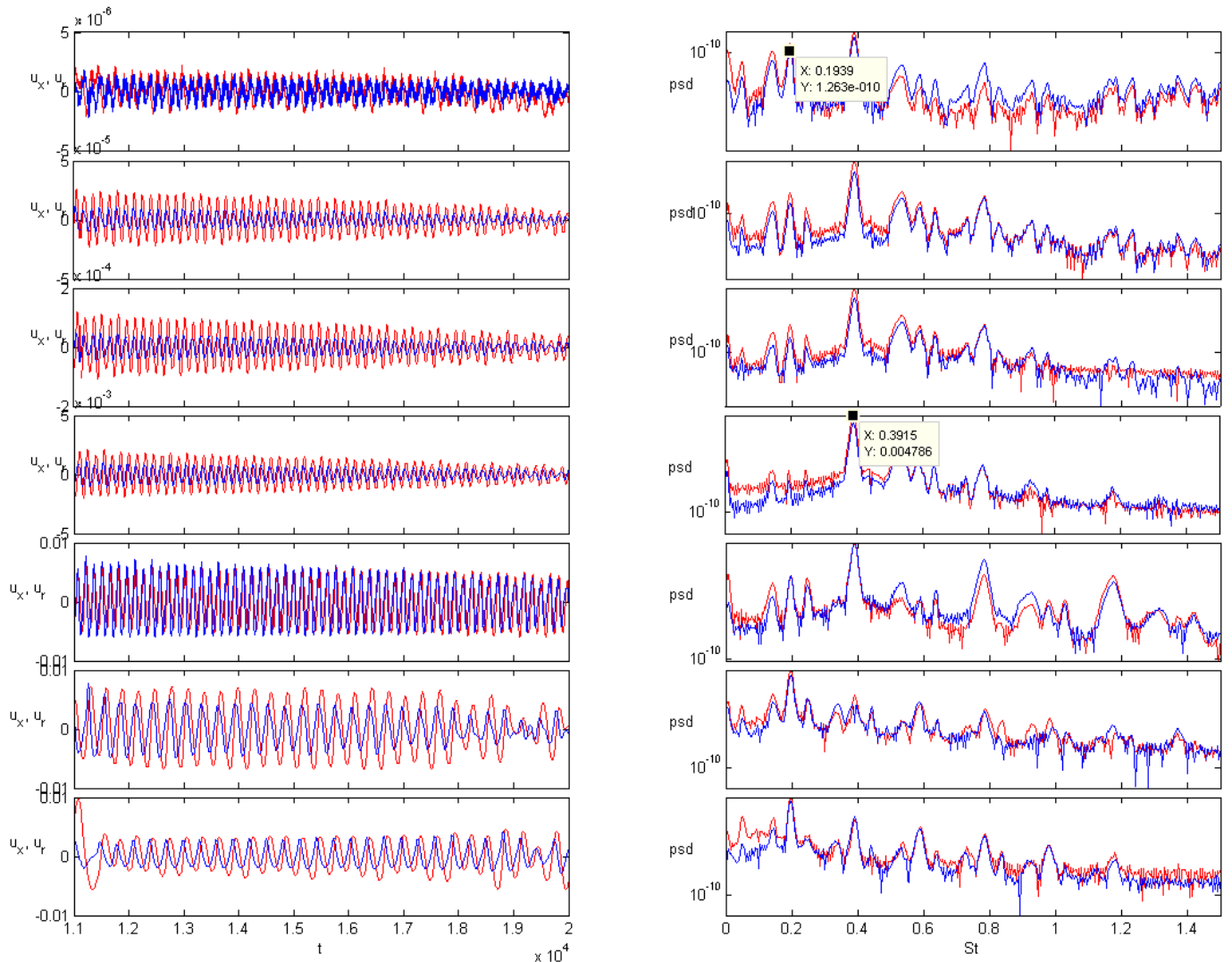


Imagen 4.7: Gráficos de velocidad en función del tiempo y PSD en función de St para $x= 1.1, 1.5, 2, 3, 5, 10, 15$ para el caso $Re=700$ $S=0.50$

Éste es el primer caso corrido donde apreciamos un cambio en la estabilidad a medida que bajamos la relación de densidades y no podemos asegurar la existencia de una frecuencia claramente dominante, por lo tanto estamos en la zona que hemos catalogado como convectivamente inestable. A pesar de ello, si analizamos algo más a fondo la gráfica, podemos extraer dos posibles frecuencias significantes, a partir de $X=5$ una para $St=0,1930$ y otra para $St=0,3915$ lo que indica un apareamiento de vórtices a partir de éste punto. Además ésta apreciación, también se observa en el periodo de oscilación, que pasa a ser el doble en éste punto.

Re=700

$S = 0.48 \rightarrow$ CASO ABSOLUTAMENTE INESTABLE

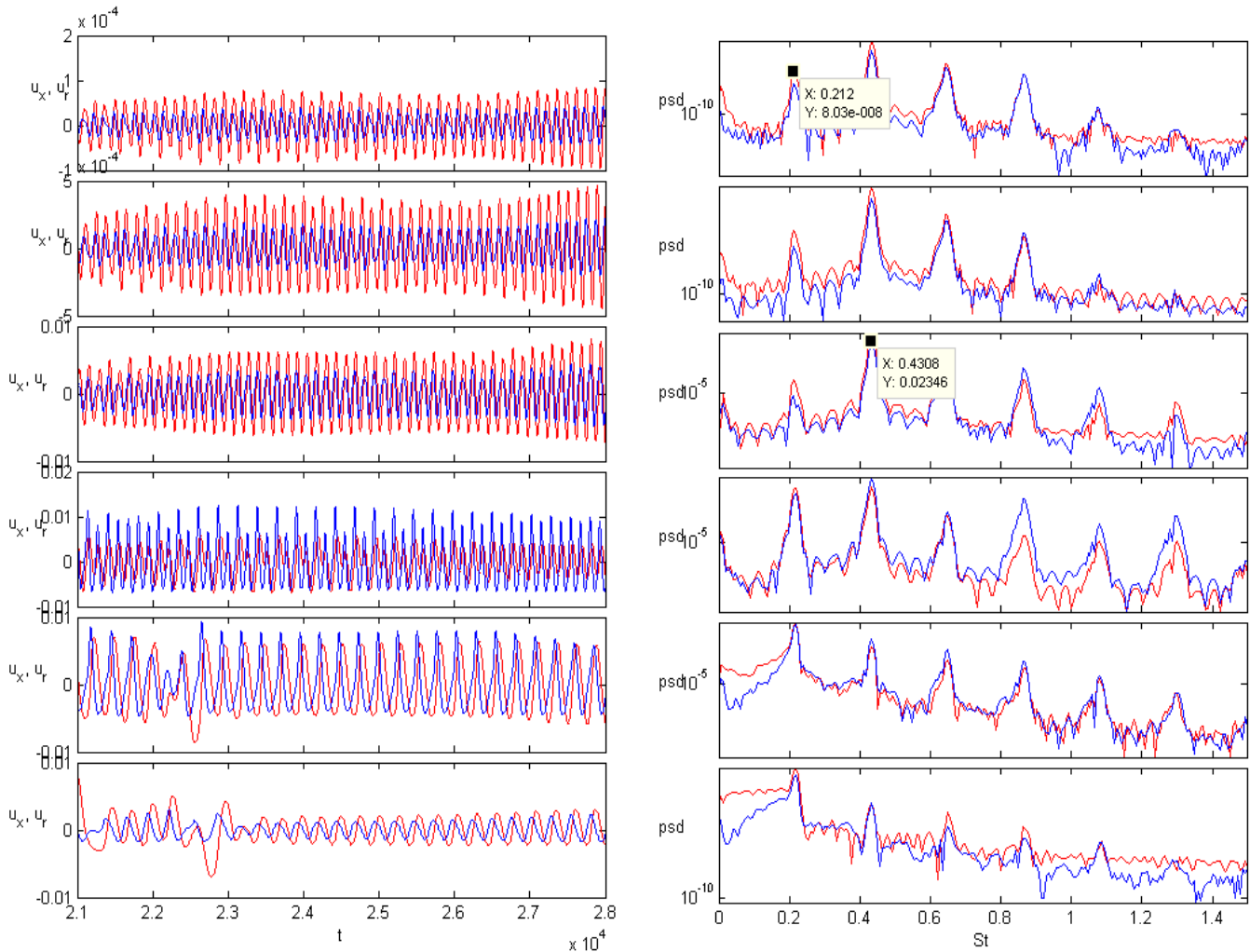


Imagen 4.8: Gráficos de velocidad en función del tiempo y PSD en función de St para $x= 1.5, 2, 3, 5, 10, 15$ para el caso $Re=700$ $S=0.48$

A medida que seguimos bajando la densidad, topamos en seguida con la zona de absoluta inestabilidad. En éste caso podemos apreciar los picos de frecuencia significantes, antes del apareamiento en $St=0,212$ y tras él, en $X=5$ el valor de la frecuencia dominante es $St=0,4308$.

Re=1000

$S = 0.50 \rightarrow$ CASO CONVECTIVAMENTE INESTABLE

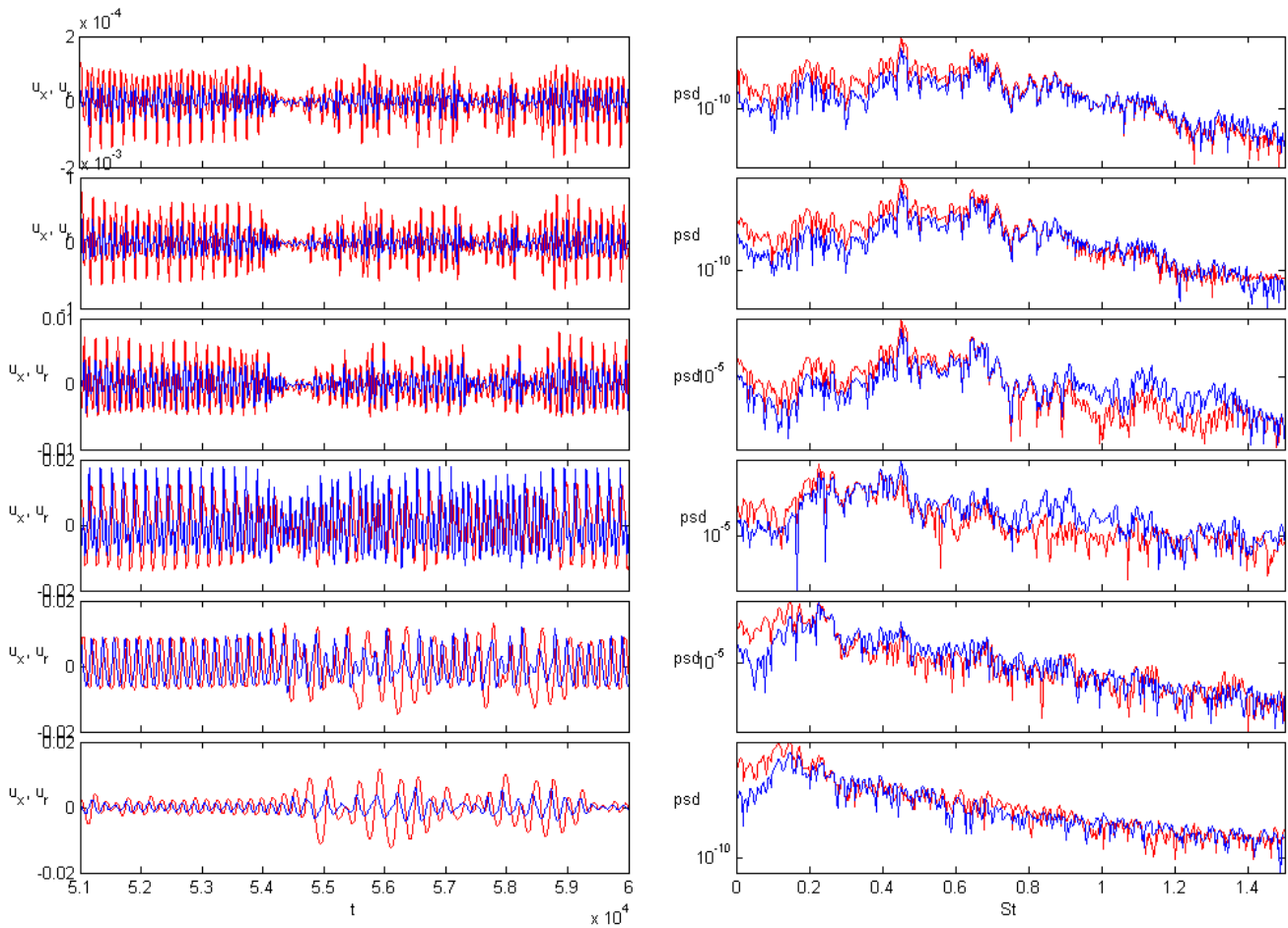


Imagen 4.9: Gráficos de velocidad en función del tiempo y PSD en función de St para $x = 1.5, 2, 3, 5, 10, 15$ para el caso $Re=1000$ $S=0.50$

En éste caso, podemos apreciar el caso convectivamente inestable que comentábamos en la descripción de las zonas de transición, aquí, no tenemos varias frecuencias no dominantes como en el caso $Re=700$ $S=0,50$ si no más bien tenemos una banda ancha de frecuencias que dominan las oscilaciones.

Re=1000

$S = 0.48 \rightarrow \text{CASO ABSOLUTAMENTE INESTABLE}$

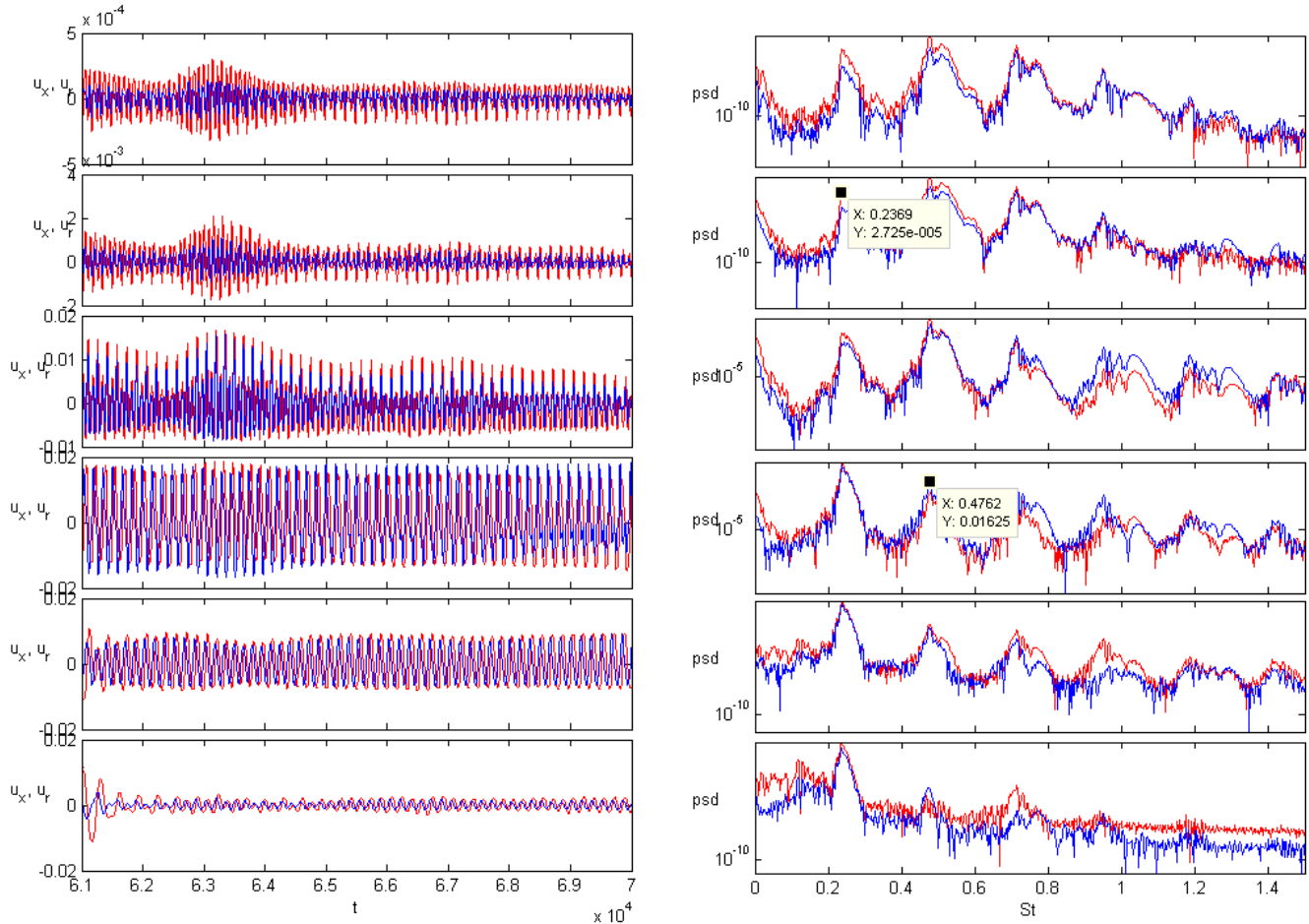


Imagen 4.10: Gráficos de velocidad en función del tiempo y PSD en función de St para $x = 1.1, 1.5, 2, 3, 5, 10, 15$ para el caso $Re=100$ $S=0.4$

En el gráfico de velocidades no hemos tenido en cuenta las 1000 primeras iteraciones, observamos una primera frecuencia en $St=0,4762$ que en $X=5$ pasa a ser la frecuencia armónica debido al apareamiento de vórtices. La frecuencia que comienza a dominar las oscilaciones entonces es para un $St=0,2369$.

4.2. Análisis de resultados

4.2.1 Curvas de transición

La curvas de transición resultantes para el caso de alta Temperatura:

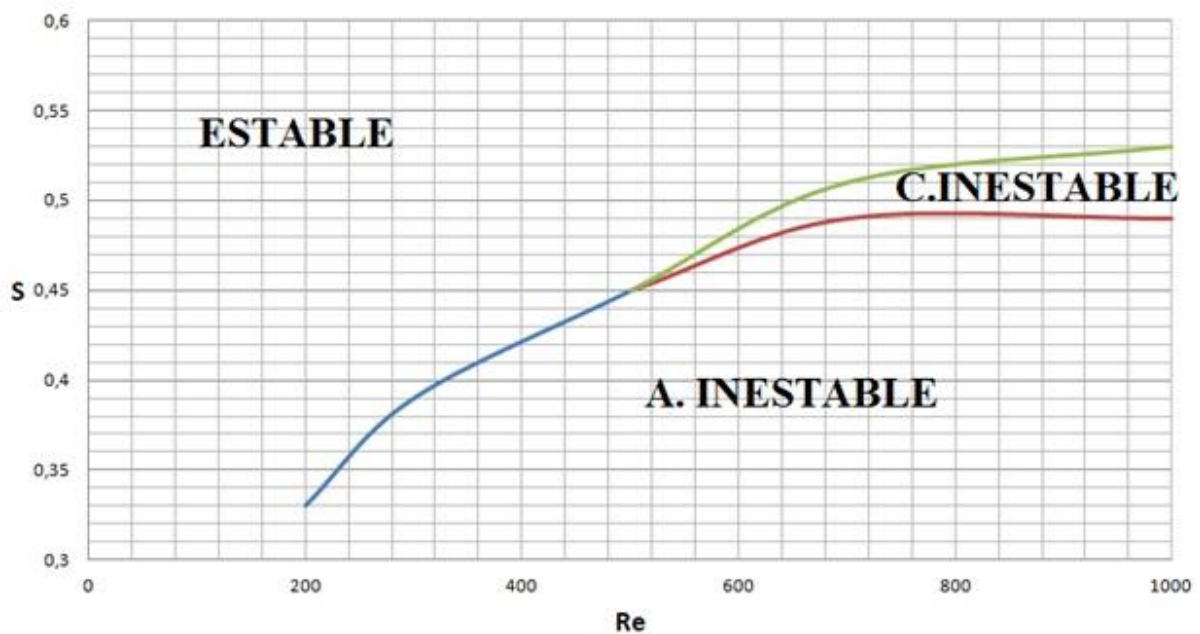
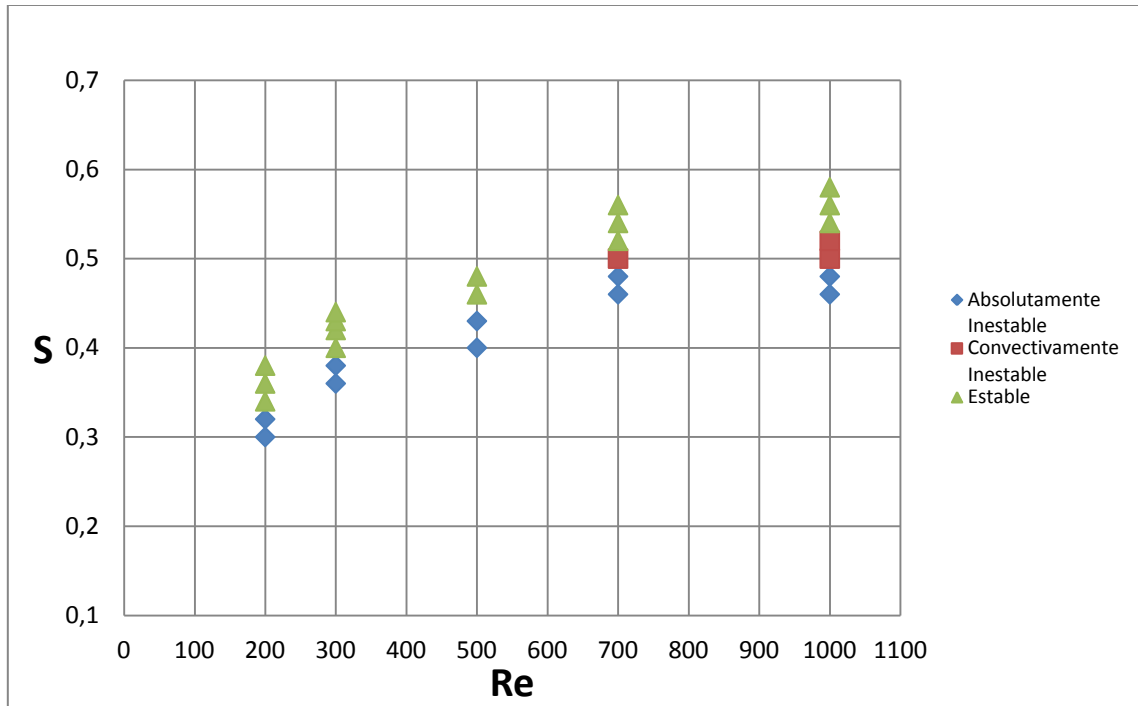


Imagen 4.11: Gráficos que muestran los resultados obtenidos en las diferentes simulaciones realizadas

Colocadas para poder comparar con las curvas de transición de la simulación de mezcla binaria He+Aire de Jesús y el proyecto inicial de Isabel:

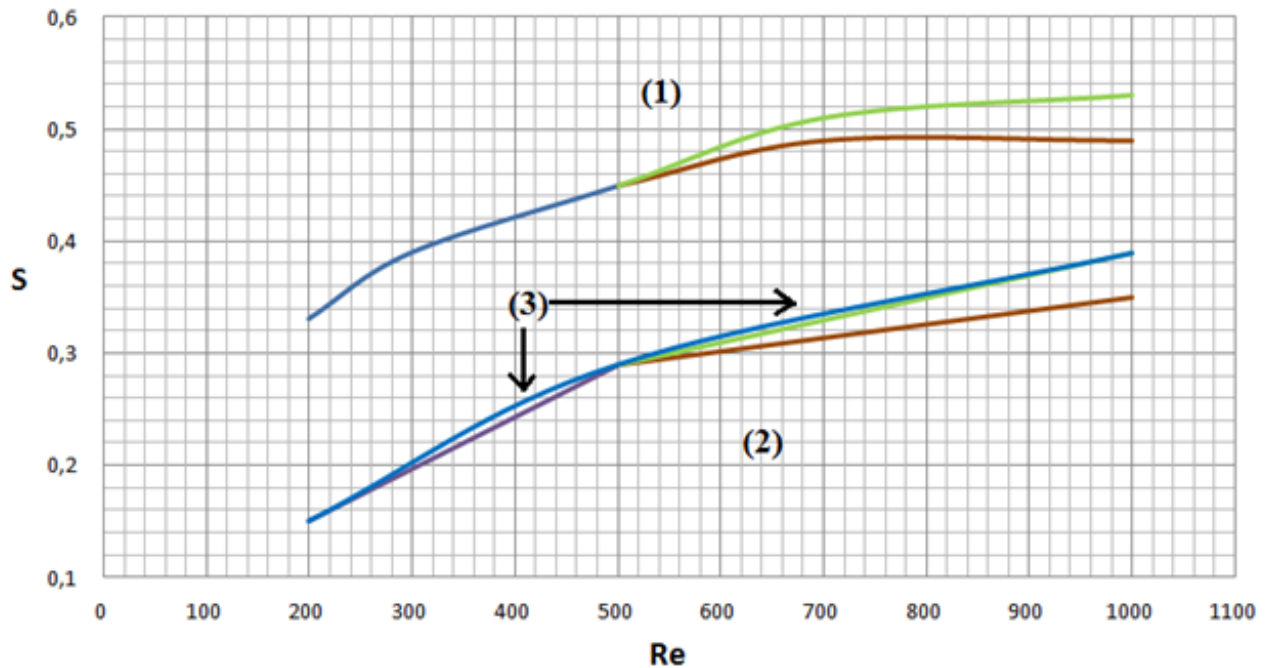


Imagen 4.12: Gráfico de las transiciones para los tres casos (1) Chorro caliente (2) Mezcla Binaria con inyector, PFC de Jesús García (3) Mezcla Binaria sin inyector, PFC de Isabel Llorente

La primera y más rápida apreciación que podemos sacar de ésta comparación, es el ascenso de la curva de transición de nuestro estudio (1) para todos los valores de Re. Ésto es debido a la propia definición de inestabilidad entre un caso y otro. En los chorros con diferencias de temperatura, en el mezclado interviene la transferencia de calor, mientras en los chorros de mezcla binaria interviene la difusión molecular. El perfil de densidad en una cierta posición axial viene dado por el grado de mezclado. Ahora, la difusión molecular es un fenómeno más eficaz que la transferencia de calor, por lo cual, en una cierta posición axial, el perfil de densidades de un chorro de mezcla binaria tendrá un salto menos pronunciado que el perfil de densidades en un chorro caliente. Esto se puede ver en la figura 4.13. Imagen de un artículo elaborado por Wilfried Coenen y Alejandro Sevilla, en donde podemos apreciar cómo el perfil de densidades para el caso mezcla binaria (línea discontinua) es más suave y tiene menos salto que el chorro caliente, (hot self-similar).

Aparte de esto, el fenómeno físico que interviene en el crecimiento de las inestabilidades en un chorro ligero, es el paro baroclínico. Se sabe (Lesshafft 2007) que un mayor gradiente de densidades provoca un mayor paro baroclínico y por tanto un mayor crecimiento de las inestabilidades. Relacionando ésto con lo anterior, en un chorro caliente, el crecimiento de las inestabilidades será mayor que en un chorro de mezcla binaria, ya que su perfil de densidades muestran saltos más pronunciados.

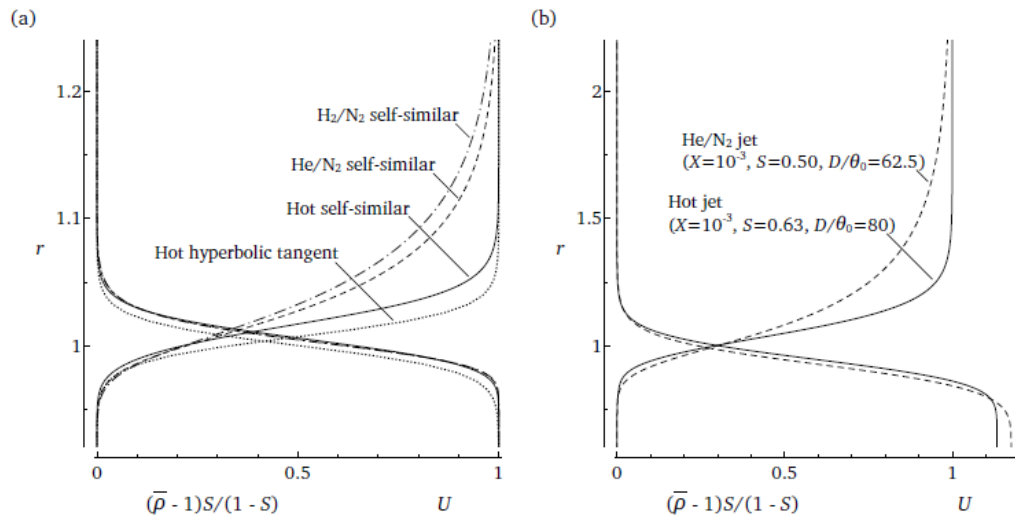


Imagen 4.13: Perfiles de densidad chorro caliente VS mezcla binaria (Wilfried Coenen)

Como en los chorros calientes los inestabilidades tienen ritmos de crecimiento mayores, la relación de densidades chorro-ambiente para la cual el chorro será globalmente inestable, será mayor que en el caso de mezcla binaria. Efectivamente, vemos en la figura 4.12 que corresponde con la localización de las curvas de transición en el plano paramétrico.

Otra comparación que podemos observar de la Imagen 4.12 es que las curvas de transición en la mezcla binaria, se componen de rectas, ya que sólo se pudieron simular 3 Reynolds, por lo tanto sólo se detectó la zona convectivamente inestable para el $Re=1000$, en nuestro estudio con aire a alta temperatura, pudimos realizar la simulación para 5 valores de Re , lo que conlleva un aumento en la precisión de las curvas de transición, recordemos que la mejora del PFC de Jesús era uno de los objetivos de éste proyecto.

Al no apreciarse con claridad dos de las curvas en la Imagen 4.12 de mezcla binaria con inyector (2), y el comenzado por Isabel Llorente, mezcla binaria con un perfil constante de velocidades (3) ya que se superponen, realizo una pequeña comparación aparte entre éstos dos estudios, ésto ya se reflejó en su momento en el PFC de Jesús García.

Las diferencias con el proyecto de Isabel son:

- Diferentes mallados.
- Diferentes condiciones de contorno.
- Se impone un perfil de velocidades $D/\theta = 80$ a la salida del inyector VS un perfil uniforme sin inyector tipo “*velocity inlet*”.
- Mayor número de time steps

Y la comparación de las curvas de transición entre ambos, separadas debido a la superposición de ambas en la gráfica 4.12.

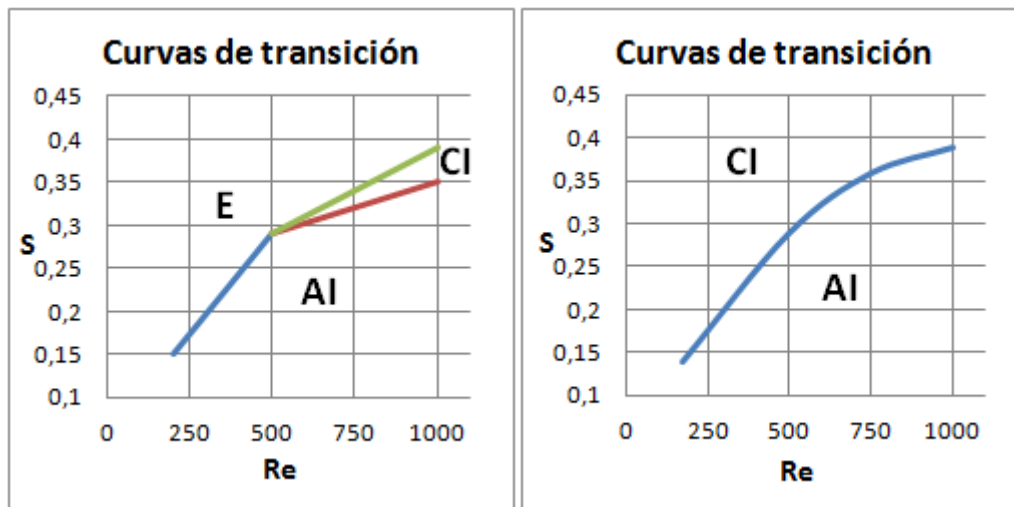


Imagen 4.14: Comparación de resultados entre ambos experimentos. A la izquierda mezcla binaria, a la derecha el experimento anterior.

La mayor diferencia que observamos es que con el caso anterior, es que conseguimos detectar la zona convectivamente inestable.

En cuanto al resto de diferencias, los valores obtenidos de las relaciones de densidades críticas, sufren ligeras variaciones a raíz de la detección de la 3ª zona de transición. Como por ejemplo para $Re = 1000$, la transición entre la inestabilidad convectiva y absoluta se encuentra en $S = 0.35$ mientras que en el que se trabajó anteriormente, corresponde con un valor de 0.39.

Otro aspecto importante radica en obtener el valor mínimo del número de Reynolds para el cual el comportamiento del chorro empieza a ser inestable. Se observa como este valor se corresponde con una inestabilidad absoluta y con un $Re = 200$. Destacar que este valor del número de Reynolds podría corresponderse todavía con un valor aún menor ya que el límite de la relación de densidades se corresponde con un valor de $S = 1/7 = 0.1428$, valor según el cual el chorro está constituido completamente de helio, sin embargo, al encontrarse en una franja tan pequeña, se puede dar como valor límite del número de Reynolds 200.

Por otro lado, analizando lo que ocurre para $Re = 500$, se obtiene un valor de la relación de densidades crítica S en torno a 0.29, ya que para 0.28 el comportamiento es absolutamente inestable y para 0.3 es estable. Destacar que no se aprecia el comportamiento convectivamente inestable.

4.2.2. Números de Strouhal y apareamiento de vórtices

Realizamos un resumen de los valores de frecuencias (Strouhal) observados en las gráficas de potencia espectral para los casos de transición al estado inestable:

Reynolds	S	Strouhal	Apareamiento
200	0.32	0.2291	NO
300	0.38	0.3248	NO
500	0.43	0,4076	SI
700	0.50	0,3915	SI
700	0.48	0,4308	SI
1000	0.48	0,4762	SI

Tabla 4.15: Números de Strouhal obtenidos para los casos en el comportamiento absolutamente inestable, en Negrita los valores de la frecuencia dominante.

Para poder tomar una referencia de experimentos y estudios anteriores, hemos recurrido a un artículo de Wilfried Coenen y Alejandro Sevilla, donde se representan modos de frecuencias encontrados en experimentos. El St_{exp} comparado con las predicciones basadas en la frecuencia real absoluta en la salida St_0 . La columna L/D indica la longitud característica del inyector empleada en los experimentos de Hallberd & Strykowski (2006).

W. Coenen, A. Sevilla

	L/D	S	Re	D/θ_0	St_{exp}	St_0	$\frac{ St_{exp}-St_0 }{St_0}$ (%)
Hallberg & Strykowski (2006) (Figure 6)	0	0.14	174	36.1	0.260	0.235	11
	1.5	0.14	235	27.9	0.280	0.240	17
	3	0.14	275	26.4	0.270	0.240	12
	6	0.14	314	22.1	0.275	0.240	13
	12	0.14	473	20.1	0.275	0.225	22
	0	0.27	456	53.8	0.425	0.345	23
	12	0.50	2879	44.1	0.480	0.480	0
Kyle & Sreenivasan (1993) (Figures 15 & 16)	-	0.14	1567	43.9	0.330	0.225	47
	-	0.14	611	42.2	0.365	0.230	59
	-	0.29	1516	43.3	0.415	0.360	15
	-	0.48	3922	63.4	0.470	0.460	2
Monkewitz <i>et al.</i> (1990) (Figures 6 & 7)	-	0.47	1296	66.1	0.465	0.455	2
	-	0.51	1343	65.7	0.465	0.475	2
	-	0.55	1401	65.7	0.510	0.490	4
	-	0.56	2217	81.0	0.495	0.490	1
	-	0.62	2318	80.2	0.520	0.510	2

Tabla 4.16: W.Coenen A.Sevilla The structure of the absolutely unstable regions in the near _eld of low-density jets

Seleccionamos el caso que más se acerca a nuestras simulaciones:

$$Re_{exp}=1296, S=0,47 \text{ y } St_{exp}=0,465 \text{ y } St_0=0,455.$$

Y nuestro caso

Reynolds	S	Strouhal	Apareamiento
1000	0.48	0,4762	SI

Al pasar un determinado valor de relación de densidad, a medida que aumentamos el número de Reynolds, la variación de frecuencia dominante de las oscilaciones va disminuyendo. Con ello queremos decir, que variación de un $Re=1000$ a un $Re=1296$, no afectaría mucho a la variación en la frecuencia dominante. Por lo tanto podemos calcular el error cometido para apreciar las diferencias en el valor de St .

$$Desviación \text{ con respecto al experimental} = \frac{|St_{exp} - St_{caso}|}{St_{caso}} = \frac{|0,46 - 0,4762|}{0,4762} = 3,4\%$$

$$Desviación \text{ con respecto al teórico} = \frac{|St_0 - St_{caso}|}{St_{caso}} = \frac{|0,455 - 0,4762|}{0,4762} = 4,4\%$$

Al encontrarnos dentro de unos valores aceptables de desviación con respecto a la situación experimental y la teórica, podemos deducir que las simulaciones realizadas, reflejan en buena medida la realidad.

Cabe mencionar la diferencia con respecto al espesor de cantidad de movimiento escogido, en el caso experimental, $D/\theta = 66$. Mientras que en los casos estudiados en éste proyecto es de $D/\theta = 80$. Con lo que lo inusual sería que los valores coincidieran.

Podemos realizar un gráfico que represente la relación existente entre el número de Reynolds y el Strouhal que domina las oscilaciones, también incluiremos en éste los resultados de la transición en el estado inestable para los casos estudiados en el caso de mezcla binaria.

Reynolds	S	Strouhal	Apareamiento
200	0.15	0.254	NO
500	0.28	0.362	SI
1000	0.34	0.362	SI

Tabla 4.17. Resultados para las transición al estado inestable en el caso de mezcla binaria.

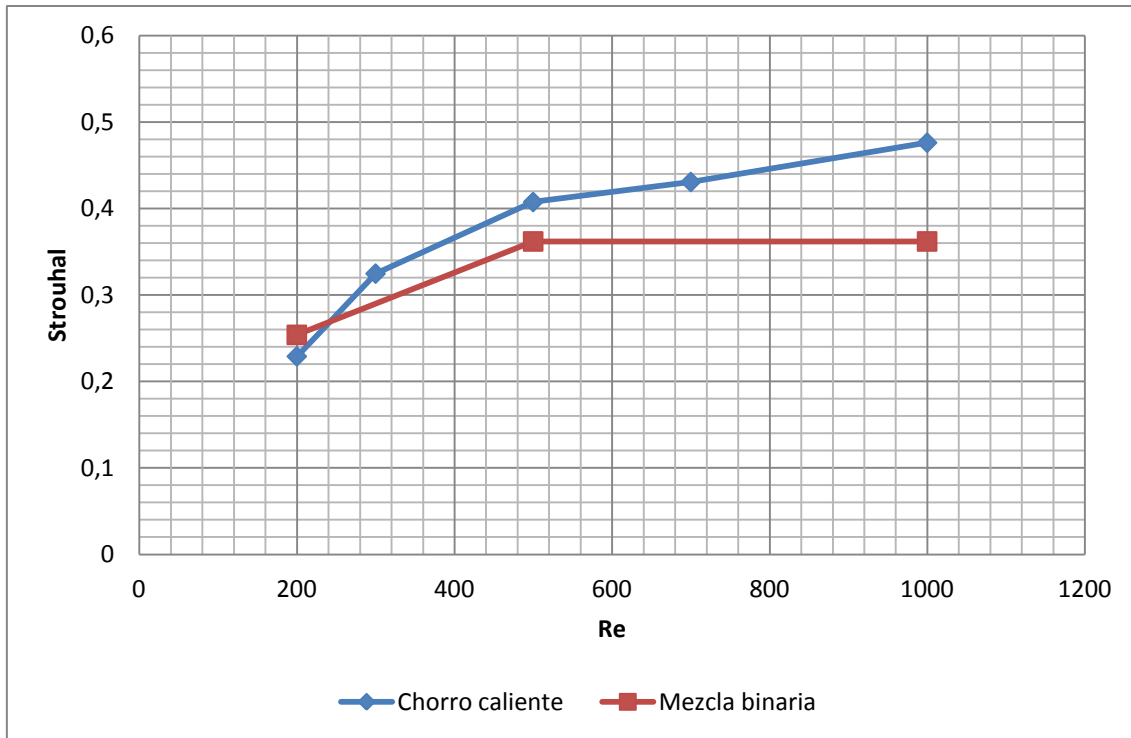


Imagen 4.18. Relación entre Re y St para los casos de mezcla binaria (rojo) y chorro caliente (azul)

Podemos observar cómo la intuición nos dice que a medida que aumentamos el número de Reynolds, la frecuencia dominante aumenta. Éste aspecto no se apreciaba en el caso de mezcla binaria, que a partir de $Re=500$ se ve como el número de Strouhal se mantiene constante. Gracias a la simulación de $Re=1000$ hemos obtenido una posible apreciación importante, la continuidad del aumento de la frecuencia a medida que aumentamos el número de Reynolds, incluso si pasamos de $Re=500$. Ésta conclusión parece ser un gran avance, y deberá ser tenido en cuenta en futuras investigaciones. Debemos insistir, que la gráfica anterior sólo contiene estados inestables.

También podemos buscar otras relaciones, como por ejemplo la que existe entre el número de Strouhal y la relación de densidades. Al igual que en la gráfica anterior, para realizar una mejor lectura de las gráficas, no hemos visto conveniente intentar representar en la misma gráfica la relación entre dos variables, cuando estamos en estados de estabilidad distintos. Por lo tanto, la relación entre St y S para el estado de inestabilidad más cercano a la zona de transición es la siguiente.

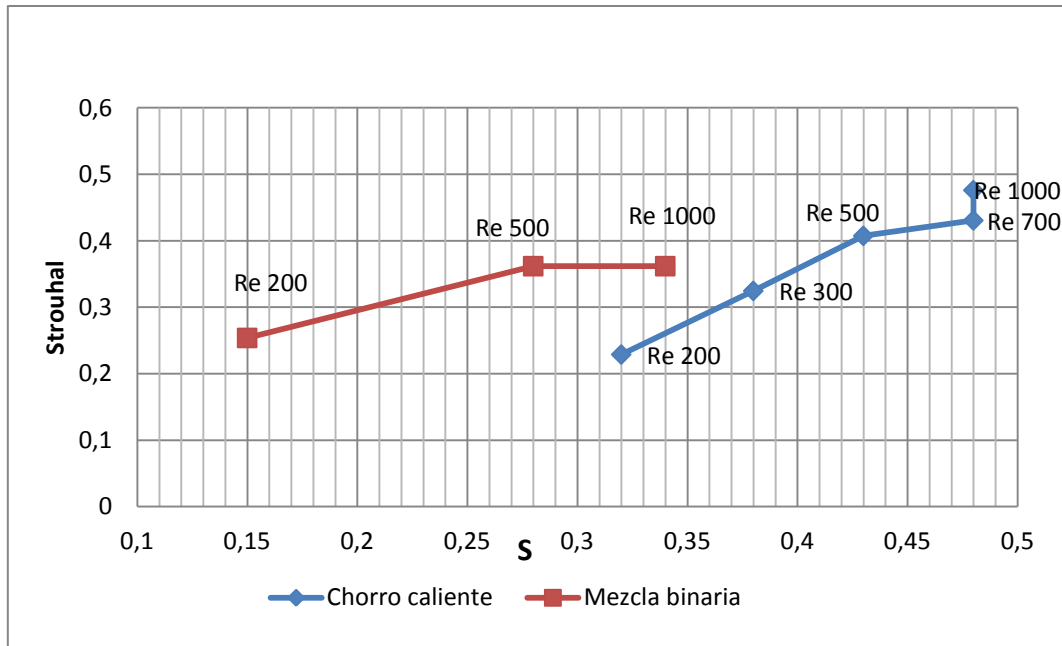


Imagen 4.19. Relación entre S y St para el caso de chorro caliente.

Observamos en la gráfica, lo comentado anteriormente, a partir de números de Re mayores que 500, la existencia del estado convectivamente inestable, hace que la relación entre S y St no continúe la linealidad que se intuye para números de Re menores que 500. No

A continuación completamos las comparaciones haciendo un breve comentario en referencia al número de Strouhal y de su relación con la frecuencia de oscilación.

Mediante el número de Strouhal de la gráfica anterior y con los valores de la velocidad a la salida del inyector y el diámetro del mismo, se puede obtener la frecuencia de oscilación, si cogemos el caso de la transición a la inestabilidad para $Re=500$ $S=0,43$ teníamos una velocidad de salida del chorro de $U_j = 0,0306132682403837$, por lo tanto podemos obtener la frecuencia de oscilación:

$$f = \frac{St \cdot U_j}{D} = \frac{0,4762 \cdot 0,0306132682403837}{2} = 7.28901 \cdot 10^{-3} \text{ Hz}$$

expresada en segundos:

$$\frac{1}{f} = 137.19 \approx 137 \text{ s}$$

por lo que cada 137 time steps aproximadamente se debería observar el carácter periódico del flujo. Éste comportamiento podemos apreciarlo de mejor manera en una gráfica de contornos de vorticidad, observando que para algo más de 120 time steps, el gráfico vuelve al estado inicial.

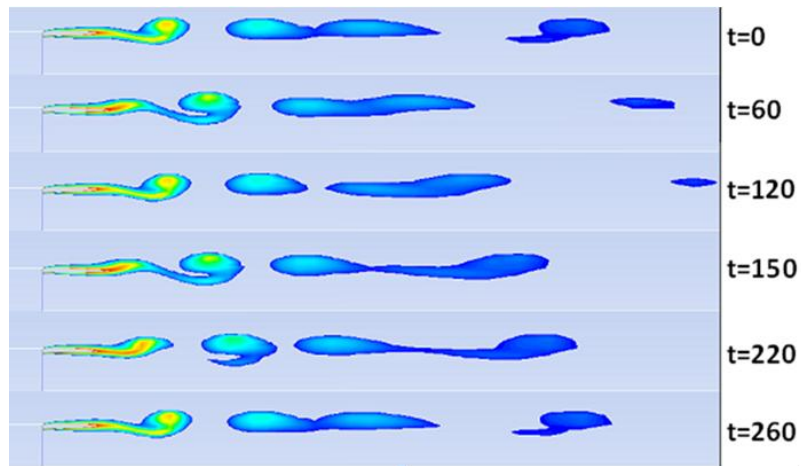


Imagen 4.20: Contornos de vorticidad para la transición de Estable a Inestable, para $Re=500$

Para el caso de mezcla binaria, el Strouhal de la transición en $Re=500$ era de $St=0,37$, pero no así la Velocidad del chorro $U_j=0.035$, que al seguir leyes distintas de viscosidad, hace variar la frecuencia de oscilación

$$f = \frac{St \cdot U_j}{D} = \frac{0.371 \cdot 0.035}{2} = 6.4925 \cdot 10^{-3} \text{ Hz}$$

$$\frac{1}{f} = 154.02 \approx 154 \text{ s}$$

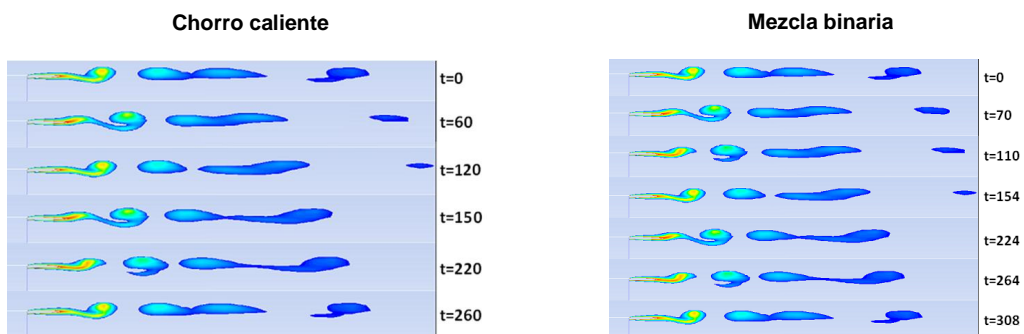


Imagen 4.21: Comparación de contornos de vorticidad con la mezcla binaria para la transición de Estable a Inestable en $Re=500$

Apareamiento de vórtices

Para poder apreciar de otra manera el apareamiento de vórtices, además de poder sacar ésta lectura de las gráficas velocidad axial/radial frente al tiempo, podemos realizar un diagrama espacio-temporal. La que se expone a continuación, corresponde a los datos obtenidos en la mezcla binaria. Las zonas más oscuras corresponden con las zonas donde existe un cambio del valor de la velocidad.

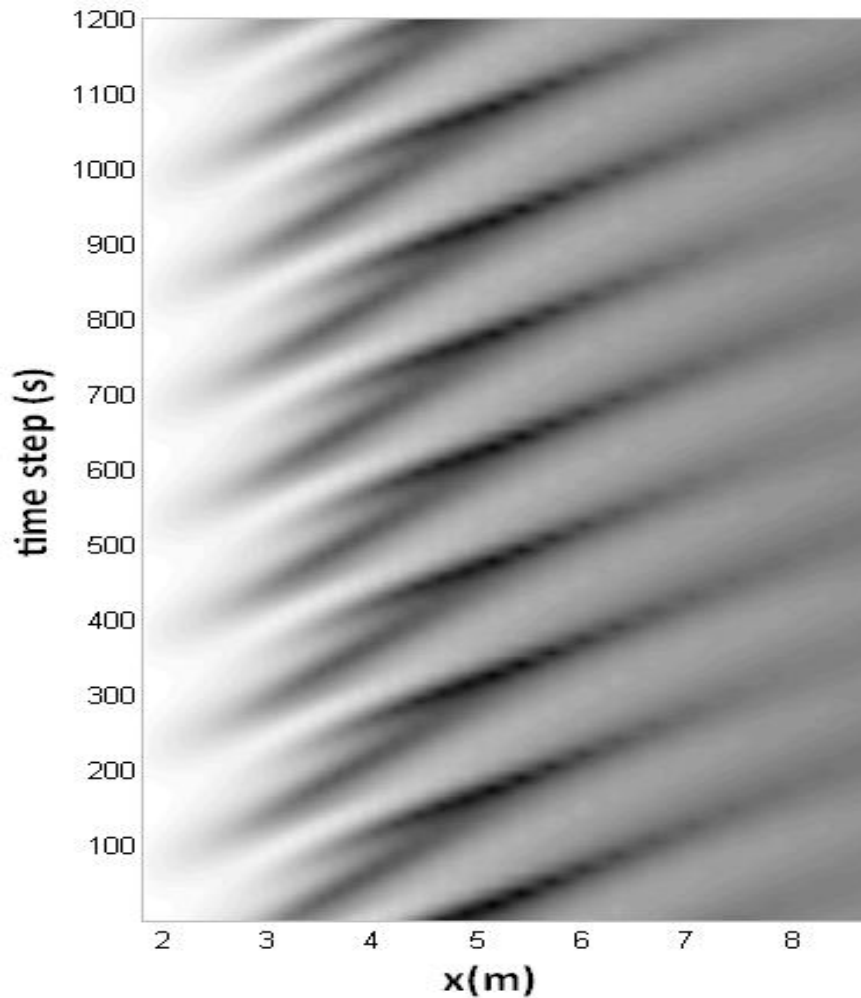


Imagen 4.22: Diagrama espacio-temporal de vorticidad del caso $Re=500$ $S=0.25$

Lo mismo pasaba para el caso de mezcla binaria, el apareamiento de vórtices, siempre se realizaba en torno a ésta longitud del inyector. (4,5 ó 5 metros)

5. Conclusiones

5.1. Conclusiones generales

Con éste último punto damos por concluida la consecución del proyecto, no sin antes realizar algún comentario sobre los objetivos del mismo:

- *Encontrar las curvas de transición entre los diferentes comportamientos de este tipo de chorros.*

Hemos sido capaces de observar los tres tipos de comportamientos que se producen en chorros laminares de baja densidad.

- *Estudiar la dinámica de chorros inestables con el fin de observar comportamientos en los que se aprecie el apareamiento de vórtices.*

Aunque con bastante dificultad debido a la gran capacidad de cálculo requerida, hemos podido observar para qué condiciones de chorro puede existir apareamiento de vórtices. Hemos de recordar que probablemente lejos del inyector pueden existir otros apareamientos, pero no sólo hemos considerado el dominio mencionado. Además, para valores de $Re=200$ tampoco hemos apreciado apareamiento ninguno.

- *Comparar los resultados con los obtenidos para una mezcla binaria con el mismo perfil de salida de la tobera.*

Conviene realizar algún apunte más con respecto a la comparación de resultados.

Durante el análisis del chorro de mezcla binaria, se observó que cuando el número de Reynolds empieza a aumentar su valor hasta un valor moderadamente alto, el espectro de las señales es menos limpio y por lo tanto es más difícil decantarse por un comportamiento u otro. En éste aspecto conviene remarcar, que efectivamente el espectro de señales es bastante limpio, pero no así la dificultad de decantarse por un comportamiento u otro, ya que la claridad con la que hemos localizado las zonas de transición a altos números de Reynolds, ha sido la misma que a valores bajos. También comentar en esta misma línea que ocurría exactamente lo mismo a medida que el caso se alejaba del valor crítico de la transición, pero éste aspecto nos resultó igual de complicado.

Éste era un punto importante puesto que la realización del proyecto ha sido en paralelo con éste estudio, prácticamente en su totalidad. A lo largo de nuestro análisis, se han hecho numerosas menciones haciendo referencia al proyecto de Jesús García, por lo tanto damos por bueno el logro de éste objetivo.

- *Comprobar que los valores de los números de Strouhal obtenidos en el comportamiento absolutamente inestable se corresponden de forma aproximada con los valores analizados en la teoría y experimentos.*

Estudiado en el punto 4.2 la similitud con los St experimentales y teóricos es evidente, con un margen de error de un 3-4%

Las validaciones realizadas en las etapas de desarrollo de ambos proyectos (mezcla binaria y chorro caliente), como la creación de distintas mallas para encontrar un equilibrio entre capacidad de cálculo, necesidad de cálculo, y aprovechamiento de recursos, complementan de forma correcta los resultados y el cálculo realizado, dando por optimizada la capacidad de cálculo de FLUENT, y los recursos de los que disponíamos.

5.2. Líneas futuras de investigación

Podemos recopilar varios frentes posibles de investigación:

- Profundizar en los estudios para valores de Reynolds elevados, ya que aumenta la dificultad y por consiguiente la calidad de los resultados. Recordemos que a medida que aumentamos el valor de Reynolds tenemos que aumentar la cantidad de iteraciones para obtener la misma calidad que a bajos números de Re . Además se obtendría una mayor precisión en las curvas de transición, pudiendo encontrar unos valores críticos cerca de la turbulencia.
- Realizar las simulaciones para las condiciones exactas de casos que figuran en la literatura, para poder realizar una comparación mucho más precisa. Recordemos que las variables que caracterizaban el chorro, son Re , S y D/θ , podríamos variar éstos a medida para asemejarse a experimentos reales y teóricos previos.
- Estudios incluyendo los términos de flotabilidad (gravedad).
- Comparar con otros códigos CFD como OPENFOAM ó Gerris Flow Solver.

6. Apéndice

A.

Con objetivo de completar los estudios y validar el mallado realizado, durante las simulaciones del PFC de Jesús García, realizamos algunas pruebas que conviene mostrar también en éste proyecto para dar fe de la correcta utilización y consecución del caso y el mallado

A1. Pruebas complementarias.

Una primera prueba realizada, fue imponer un perfil constante de velocidades (*velocity-inlet*) en la entrada del inyector, así podríamos observar y simular de manera más realista como la velocidad va adquiriendo a lo largo de la tobera, la forma característica de un perfil de velocidades debida a los efectos de viscosidad, es decir, velocidad cero en la pared, que a medida que nos alejamos de ésta, va aumentando hacia el valor de velocidad impuesta de entrada. En lugar de éste perfil, observamos unas anomalías cerca de la pared, que consistían en un aumento ligero de la velocidad máxima impuesta en la condición de entrada, situación que no vimos correcta y descartamos después de muchas pruebas.

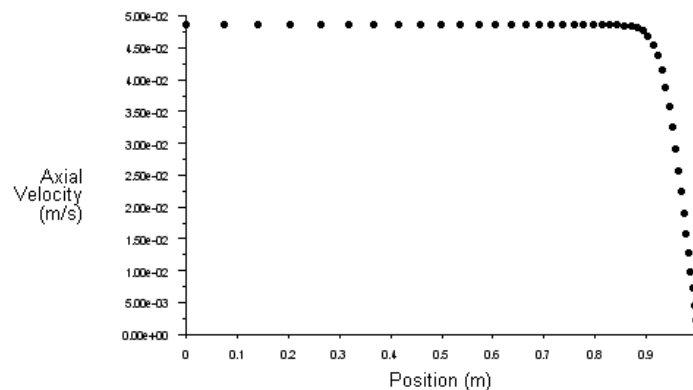


Imagen 6.1: Perfil de velocidades en la dirección axial teórico

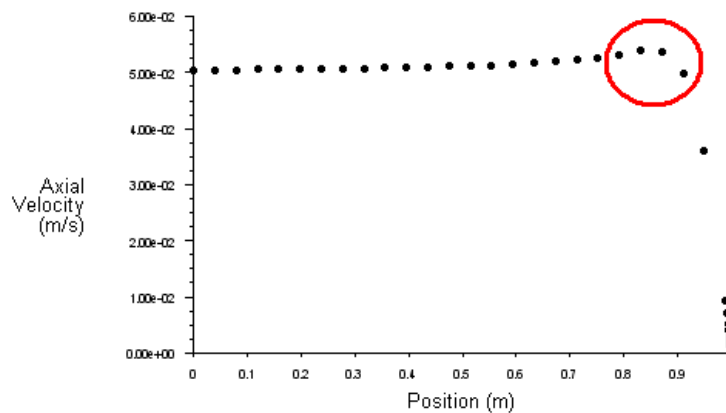


Imagen 6.2: Perfil de velocidades en la dirección axial con imponiendo una velocidad en la entrada del inyector

A2. Otros mallados

- Uno para comprobar si el grado de precisión en la zona de salida del inyector era el correcto (**Malla refinada**)

Mediante la condición Adapt en FLUENT, dividimos las celdas de la zona seleccionada en cuatro subceldas. La nueva malla refinada aumenta el número de nodos en casi el doble, de 17811 a 31744:

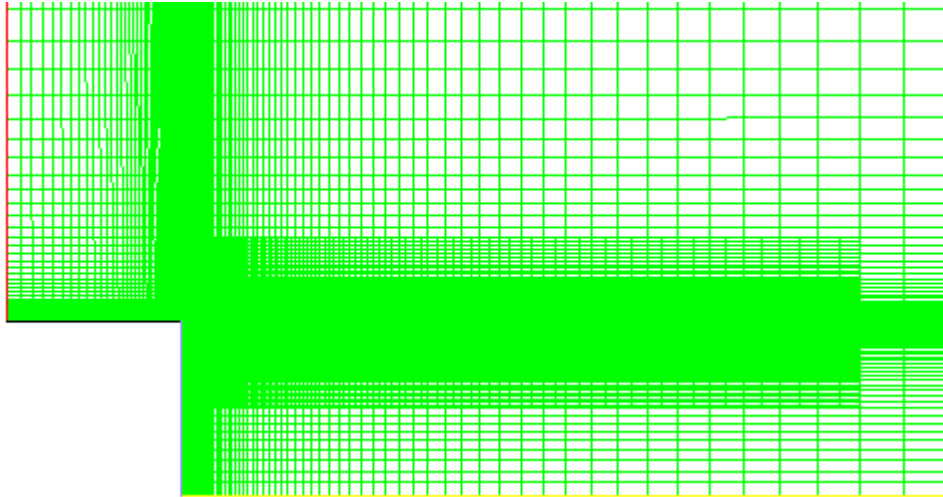


Imagen 6.3: Zoom del mallado refinado en la salida del tubo

Para realizar ésta comprobación, realizamos la simulación de un caso en el que se diera el corte de una zona de transición a otra y vimos que las frecuencias de oscilación (Número de Strouhal) se seguían respetando.

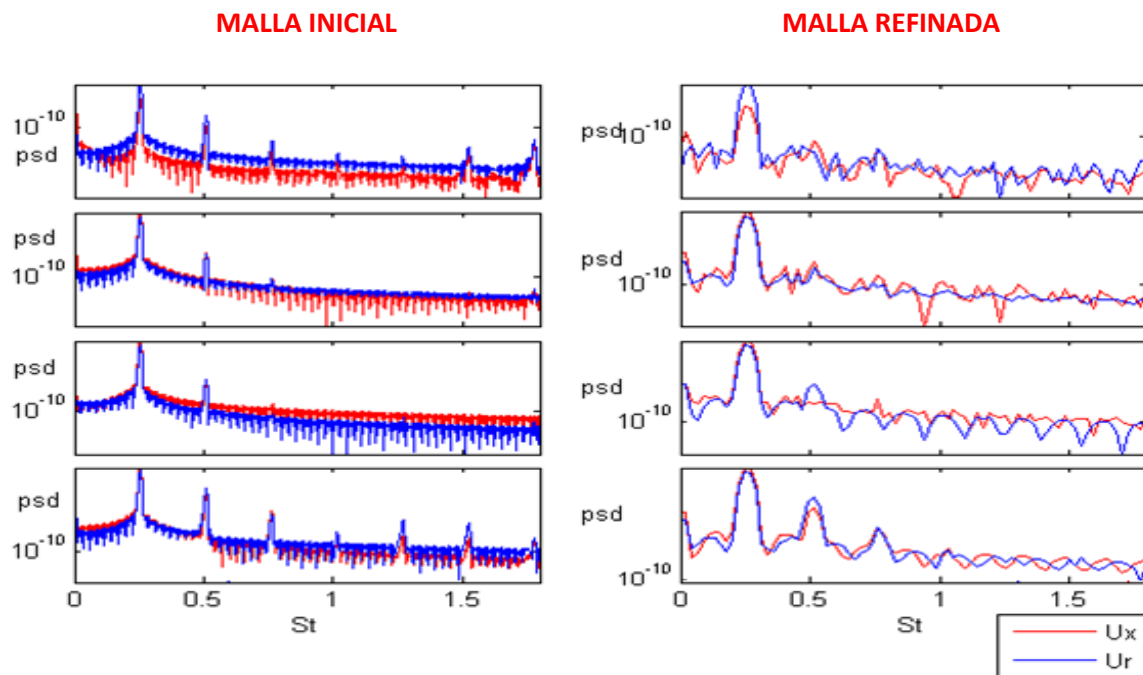


Imagen 6.4: Gráficos de velocidades axiales y radiales frente al tiempo para el caso $Re=200$ $S=0.15$
ABSOLUTAMENTE INESTABLE, valor de $St=0,25$ en los 2 mallados

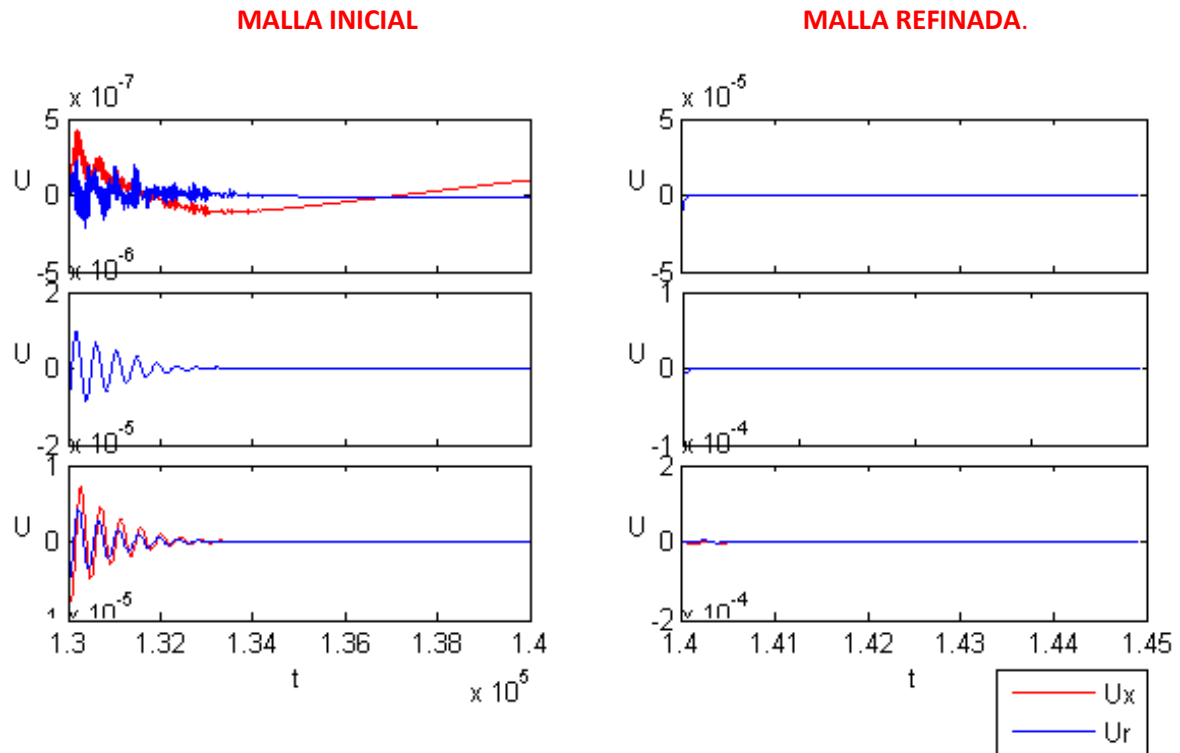


Imagen 6.5: Gráficos de velocidades axiales y radiales frente al tiempo para el caso $Re=200$ $S=0.16$ ESTABLE

Pudimos observar que se sigue respetando tanto la transición, siendo el caso de estudio estable para $S = 0.16$ y absolutamente inestable para $S = 0.15$.

- Otro para comprobar si la cercanía de la pared “Pressure outlet” tiene relevancia en los resultados (**Mallado con mayor pared del inyector**)

Para comprobar que al fluido a la salida del inyector, no le afectaba la presencia tan cercana de la pared “Pressure outlet”. Se aumentó la longitud de la pared de 1 metro a 16 metros desde GAMBIT

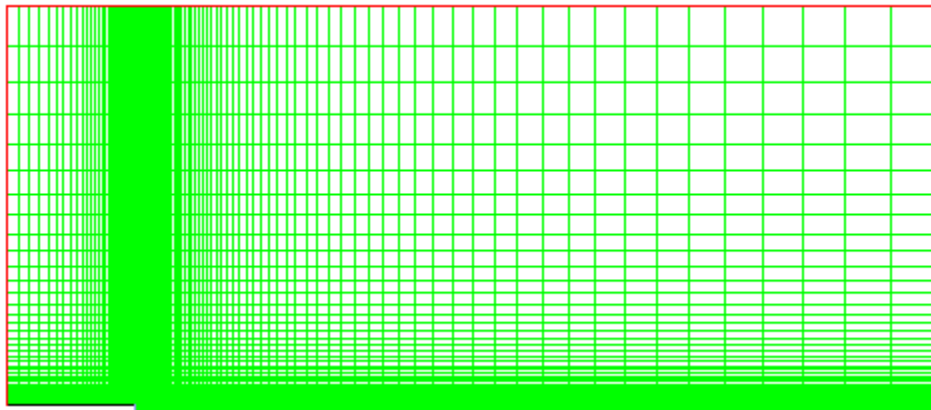


Imagen 6.6: Mallado con ampliación de pared

Al igual que con la malla refinada, la comprobación de la misma zona de transición, y mismo número de Strouhal, fue correcta

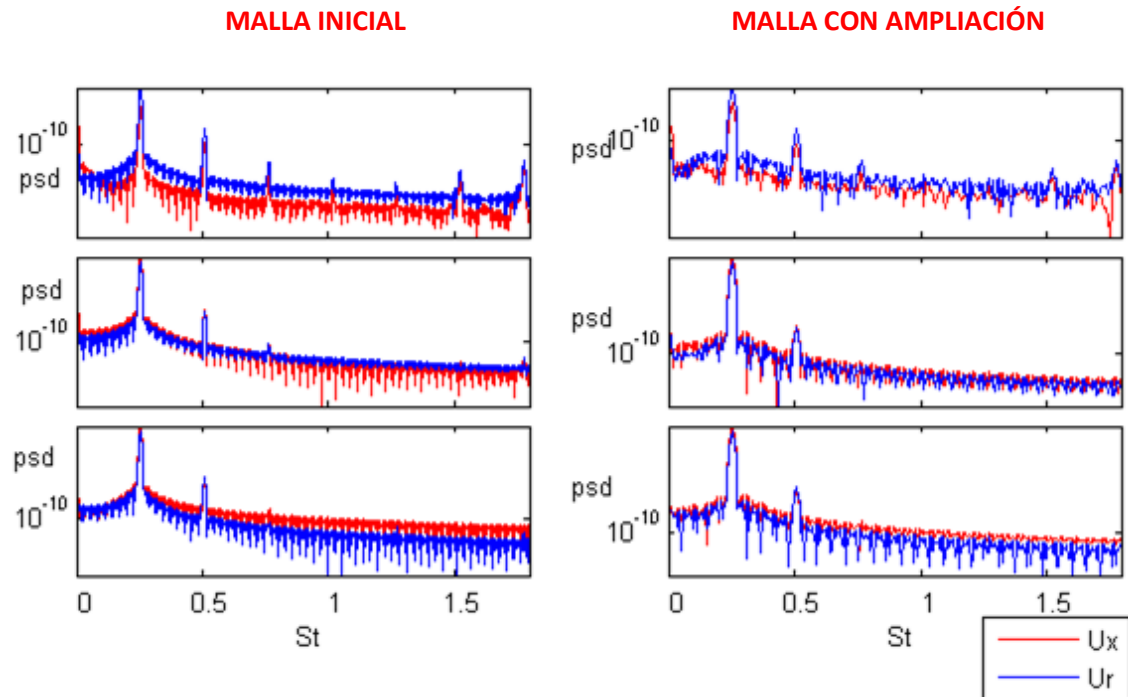


Imagen 6.7: $Re=200$ $S=0.15$. ABSOLUTAMENTE INESTABLE $St=0,25$

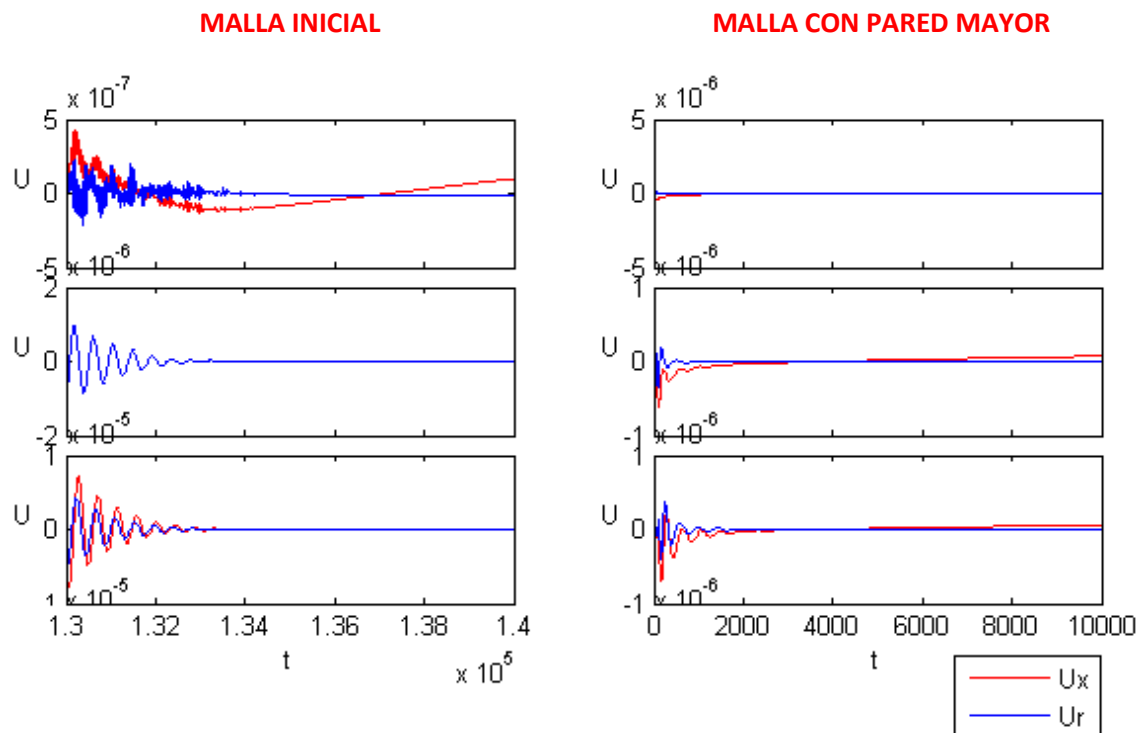


Imagen 6.8: Gráficos de velocidades axiales y radiales frente al tiempo para el caso $Re=200$ $S=0.16$.

Los resultados son los mismos que con el otro mallado, por lo tanto aseguramos que la cercanía de la pared al inyector, no es determinante para la simulación.

B.

B1. Programa implementado en MATLAB para automatizar el proceso de generación de gráficas desde los archivos exportados de FLUENT.

```
timeStep = 1;
U0      = 0.051;
caso    = 'Re1000/re1000s48';

%Nppio = 2000;
%Nfin  = 20000;

Nppio = 1000;
Nfin  = 20000;

vecPts = [1.1, 1.5, 2.0, 3.0, 5.0, 10.0, 15.0];

for i = 1:length(vecPts)

    fnamex = [caso, 'ux', sprintf('%03d', 10*vecPts(i)), '.out'];
    fnamer = [caso, 'ur', sprintf('%03d', 10*vecPts(i)), '.out'];

    Mx = importdata(fnamex, ' ', 2);
    Mr = importdata(fnamer, ' ', 2);
    Mx = Mx.data;
    Mr = Mr.data;

    tx = Mx(:,1);
    tr = Mr(:,1);
    Ux = Mx(:,2);
    Ur = Mr(:,2);

    clear Mx
    clear Mr

    tx = tx(Nppio:min(Nfin, length(tx)));
    tr = tr(Nppio:min(Nfin, length(tr)));
    Ux = Ux(Nppio:min(Nfin, length(Ux)));
    Ur = Ur(Nppio:min(Nfin, length(Ur)));

    Ux = Ux - mean(Ux);
    Ur = Ur - mean(Ur);

    figure(1)
    h = subplot(7, 2, 2*i-1); hold on
    plot(tx, Ux, 'r-');
    plot(tr, Ur, 'b-');
    if (i == 7)
        xlabel('t');
    end
    ylabel('u_x, u_r', 'rotation', 0);
    p = get(h, 'pos');
    p(4) = p(4) + 0.025;
    set(h, 'pos', p);
    set(h, 'box', 'on');
    if (i < 7)
        set(gca, 'XTickLabel', {});
    end
end
```

```
[Pxxx, wx] = pwelch(Ux, length(Ux), 0, [], 1/timeStep);
[Pxxr, wr] = pwelch(Ur, length(Ur), 0, [], 1/timeStep);
```

```
Stx = wx * 2 / U0;
Str = wr * 2 / U0;
```

```
Stx = Stx(Stx < 1.5);
Str = Str(Str < 1.5);
Pxxx = Pxxx(Stx < 1.5);
Pxxr = Pxxr(Str < 1.5);
```

```
figure(1)
    h = subplot(7, 2, 2*i); hold on
    plot(Stx, Pxxx, 'r-');
    plot(Str, Pxxr, 'b-');
    set(gca, 'YScale', 'log');
    axis tight
    if (i == 7)
        xlabel('St');
    end
    ylabel('psd', 'rotation', 0);
    p = get(h, 'pos');
    p(4) = p(4) + 0.025;
    set(h, 'pos', p);
    set(h, 'box', 'on');
    if (i < 7)
        set(gca, 'XTickLabel', {});
    end
end
```

```
end
```

```
set(1, 'PaperUnits', 'centimeters')
set(1, 'PaperType', 'A4')
%set(1, 'PaperSize', [15 20])
```

B2. Programa en formato texto implementado para automatizar la realización de cálculo.

```
;-----
;STEADY Re=0200 S=0.34
;-----
/file/read-case steadystart
/solve/set/flow-warnings? no
/define/models/steady
/define/user-defined/interpreted-functions "re0200s34.c" "cpp"
10000 no
/define/boundary-conditions/velocity-inlet entrada no no yes yes
yes yes "udf" "inlet_x_velocity" no 861
/solve/monitors/surface/clear-monitors
/surface/point-surface x010 1.0 1
/surface/point-surface x011 1.1 1
/surface/point-surface x015 1.5 1
/surface/point-surface x020 2.0 1
```

```

/surface/point-surface x030 3.0 1
/surface/point-surface x050 5.0 1
/surface/point-surface x100 10.0 1
/surface/point-surface x150 15.0 1
/solve/initialize/initialize-flow
/solve/set/reporting-interval 1
/solve/iterate 10000
/file/write-case-data "steadystop.cas"
;-----
;UNSTEADY Re=0200 S=0.34
;-----
/solve/set/flow-warnings? no
/define/models/unsteady-2nd-order yes
/define/user-defined/interpreted-functions "re0200s34.c" "cpp"
10000 no
/define/boundary-conditions/velocity-inlet entrada no no yes yes
yes yes "udf" "inlet_x_velocity" no 861
/solve/monitors/surface/clear-monitors
/solve/monitors/surface/set-monitor ux010 "Sum" axial-velocity
x010 () no no yes re0200s34ux010.out 1 yes time-step
/solve/monitors/surface/set-monitor ux011 "Sum" axial-velocity
x011 () no no yes re0200s34ux011.out 1 yes time-step
/solve/monitors/surface/set-monitor ux015 "Sum" axial-velocity
x015 () no no yes re0200s34ux015.out 1 yes time-step
/solve/monitors/surface/set-monitor ux020 "Sum" axial-velocity
x020 () no no yes re0200s34ux020.out 1 yes time-step
/solve/monitors/surface/set-monitor ux030 "Sum" axial-velocity
x030 () no no yes re0200s34ux030.out 1 yes time-step
/solve/monitors/surface/set-monitor ux050 "Sum" axial-velocity
x050 () no no yes re0200s34ux050.out 1 yes time-step
/solve/monitors/surface/set-monitor ux100 "Sum" axial-velocity
x100 () no no yes re0200s34ux100.out 1 yes time-step
/solve/monitors/surface/set-monitor ux150 "Sum" axial-velocity
x150 () no no yes re0200s34ux150.out 1 yes time-step
/solve/monitors/surface/set-monitor ur010 "Sum" radial-velocity
x010 () no no yes re0200s34ur010.out 1 yes time-step
/solve/monitors/surface/set-monitor ur011 "Sum" radial-velocity
x011 () no no yes re0200s34ur011.out 1 yes time-step
/solve/monitors/surface/set-monitor ur015 "Sum" radial-velocity
x015 () no no yes re0200s34ur015.out 1 yes time-step
/solve/monitors/surface/set-monitor ur020 "Sum" radial-velocity
x020 () no no yes re0200s34ur020.out 1 yes time-step
/solve/monitors/surface/set-monitor ur030 "Sum" radial-velocity
x030 () no no yes re0200s34ur030.out 1 yes time-step
/solve/monitors/surface/set-monitor ur050 "Sum" radial-velocity
x050 () no no yes re0200s34ur050.out 1 yes time-step
/solve/monitors/surface/set-monitor ur100 "Sum" radial-velocity
x100 () no no yes re0200s34ur100.out 1 yes time-step
/solve/monitors/surface/set-monitor ur150 "Sum" radial-velocity
x150 () no no yes re0200s34ur150.out 1 yes time-step
/solve/set/time-step 1
/file/write-case-data "re0200s34start.cas"
/solve/dual-time-iterate 10000 200
/file/write-case-data "re0200s34stop.cas"

```

7. Bibliografía

Chomaz, J.M. 2005. Global instabilities in spatially developing flows: Non-normality and nonlinearity. *Ann. Rev. Fluid Mech.* **37**, 357-392.

Coenen, W. 2010. Absolute instability in the near field of low-density jets. Publicación de la Universidad Carlos III de Madrid-Tesis.

Gaster, M. 1962. A note on the relation between temporally increasing and spatially increasing disturbances in hydrodynamic stability. *Fluid Mech.* **14**, 222-224.

Gaster, M. 1968. Growth of disturbances in both space and time. *Phys. Fluids* **11**, 723-727.

Hallberg, M.P. & Strykowski, P.J. 2006. On the universality of global modes in low-density axisymmetric jets. *J. Fluid Mech.* **569**, 493-507.

Hirschfelder, J.O., Curtiss, C. F. & Bird, R. B. 1954. Molecular theory of gases and liquids. *J. Wiley*.

Huerre, P. & Monkewitz, P.A. 1985. Absolute and convective instabilities in free shear layers. *J. Fluid Mech.* **159**, 151-168.

Huerre, P. & Monkewitz, P.A. 1990. Local and global instabilities in spatially developing flows, *Annu. Rev. Fluid Mech.* **22**, 473-537.

Kyle, D. M. & Sreenivasan, K. R. 1993. The instability and breakdown of a round variable-density jet. *J. Fluid Mech.* **249**, 619-664.

Lesshafft, L., Huerre, P. & Sagaut, P. 2007. Frequency selection in globally unstable round jets. *Phys. Fluids* **19** (5), 054108.

Michalke, A. 1965. On spatially growing disturbances en an inviscid shear layer. *J. Fluid Mech.* **23**, 521-544.

Michalke, A. 1970. A note on the spatial jet-instability of the compressible cylindrical vortex sheet. *DLR research rep. pp.* FB-70-51.

Pijush K. Kundu, Ira M. Cohen 2008. *Fluids Mechanics Second Edition.* **10**, 312-377.

Satti, R. & Agrawal, A. 2006. Flow structure in the near field of buoyant low-density gas jets. *Int. J. Heat and Fluid Flow.* **27**, 336-347

Sreenivasan, K. R., Raghu, S. & Kyle, D. 1989. Absolute instability in variable density round jets. *Exps. Fluids* **7**, 309-317.